

Title	南半球冬季対流圏循環の年々変動(Dissertation_全文)
Author(s)	青木, 博松
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1998-03-23
URL	http://dx.doi.org/10.11501/3135295
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

学 位 申 請 論 文

南半球冬季対流圏循環の年々変動

青 木 博 松

(京都大学大学院理学研究科 地球惑星科学専攻 地球物理学教室)

要旨

大気大循環の年々変動は気候の理解にとって重要な問題の一つであるが、北半球に比べ観測データが少ない南半球では、その特徴はあまり知られていなかった。しかし、近年の衛星観測データの蓄積を背景として、Shiotani et al. (1993) が南半球成層圏循環の季節進行の年々変動の特徴をはじめて明らかにした。本研究ではそれを念頭に置いたうえで、南半球大気大循環、特に下層大気と中層大気の大規模力学結合に関する理解を深めるために、冬季対流圏循環の年々変動について調べた。

上部対流圏帯状平均東西風の緯度構造の季節進行の特徴は、EOF 解析により、5～6 月の二重ジェット構造が 8～9 月に単一ジェット構造に変化する DS (double-single) 年とその逆の特徴を持つ SD (single-double) 年に分類できることがわかった。これらはそれぞれ Shiotani et al. (1993) が冬季極夜ジェットの卓越緯度に着目して上部成層圏循環に関して分類した HLJ 年、LLJ 年と出現の様子が似ている。更に、EP フラックスにより診断した東西波数 1 のプラネタリー波の上方伝播の特徴も HLJ 年、LLJ 年の波数 1 のプラネタリー波振幅の季節進行との対応がよい。以上の結果より、成層圏及び対流圏循環の季節進行の年々変動を力学的に結合した現象として捉えることができることがわかった。

次に、この年々変動をもたらす力学機構を解明するため、2 種類のジェット構造のそれぞれの時に見られる対流圏準定常プラネタリー波の特徴を比較した。水平構造の違いは、東半球での振幅、西半球での位相の変化を示す東西波数 3 型の変動により特徴づけられる。単一ジェット時には亜熱帯に起源を持つ波数 3、二重ジェット時には極域に起源を持つ波数 1 の中緯度への伝播が示されることから、この変動が波動の水平伝播の変化により説明されることがわかった。対流圏では冬の期間を通してこの特徴が見られるが、成層圏の波動活動には大きな季節性がある。初冬～真冬には太平洋～南アメリカ域の対流圏での波動活動度の大きさが、また晩冬にはインド洋域での波動の伝播特性が、成層圏におけるプラネタリー波活動に強く反映されることを示した。

これらの結果を基に、4～5 月の対流圏帯状平均東西風分布、及びそれに付随するプラネタリー波の活動度の大きさがその後の南半球対流圏及び成層圏循環の季節進行を規定するというシナリオを提出した。これを確かめるために、東西風、準定常プラネタリー波、短周期擾乱の相互作用について因果関係を含め詳しく検討した。また、このシナリオにおいて鍵となる初冬のプラネタリー波強制について更に理解を深めるために、今後は亜熱帯(特に、太平洋域)における強制と中高緯度循環との関係についても解析する必要があることを示唆した。

目次

1.	はじめに	1
2.	データ	4
3.	帯状平均場から見た南半球対流圏循環の年々変動	5
3.1	帯状平均東西風インデックス	5
3.2	季節進行	6
3.3	波動活動度	9
3.4	対流圏成層圏結合	12
3.5	まとめ	15
4.	準定常プラネタリー波活動と帯状平均東西風構造との関係	16
4.1	波動構造	17
4.2	定常波活動度フラックス	22
4.3	季節進行	25
4.4	まとめ	27
5.	考察	28
5.1	対流圏成層圏結合 (帯状平均場について)	28
5.2	対流圏成層圏結合 (地理的特徴について)	29
5.3	波動 東西風相互作用	30
5.4	東西波数 3 型の変動	32
6.	結論	33
付録 A.	EP フラックスと定常波活動度フラックス	36
付録 B.	全定在波数	37

1. はじめに

南半球はその面積の約 8 割が海で覆われているため、気象観測点が北半球に比べ少ない。その少ない観測データを組合せて南半球大気大循環の特徴を把握する努力は古くからなされてきたが、その実態解析が飛躍的に伸びたのは、人工衛星データを用いて（全球）客観解析を行うようになった 1970 年代後半以降である。特に、それは成層圏循環において顕著であり、それまで殆ど未知であった北半球との相違点が明らかにされた（例えば、Harwood, 1975；Hartmann, 1976；Hirota, 1976；Hirota et al., 1983；Shiotani and Hirota, 1985）。その結果によると、南半球冬季成層圏の帯状平均東西風、プラネタリー波活動の主な特徴は以下のようにまとめられる。

- 極夜ジェットは北半球より強い。晩冬にジェット軸は極向き下向きに移動し、そこで春まで持続する。
- 準定在的な東西波数 1 のプラネタリー波が卓越している。その振幅は 1 年に 2 回、初冬と晩冬に極大となり真冬には極小になる。
- 晩冬には東進する東西波数 2 のプラネタリー波が顕著に見られる。

南半球成層圏では北半球のような突然昇温に関連した大きな年々変動は見られない。しかし、データが蓄積されるにつれ、独特な年々変動が起こっていることがわかってきた (Mechoso et al., 1985；Shiotani, Shimoda and Hirota, 1993 (以後, SSH と記す))。SSH は 1980 年代の 10 年間の南半球成層圏循環の年々変動について調べ、真冬～晩冬における極夜ジェットの極向き移動の時期の年による違いが真冬の上部成層圏ジェット軸の位置の年々変動となって現れていることを発見した。彼等は、ジェットの移動時期が早い（真冬のジェット軸が高緯度寄りにある）年を HLJ (high-latitude-jet) 年、遅い（真冬のジェット軸が低緯度寄りにある）年を LLJ (low-latitude-jet) 年と名付けた。そして、この 2 者を比べ、帯状平均東西風構造に違いが現れる前（4 月）には既にプラネタリー波活動に違いがあること、更に、その起源は対流圏まで遡ることができることを示し、秋の対流圏強制とそれに伴う波動上方伝播がこの年々変動に関与している可能性を指摘した。

この指摘を確かめるためには、

1. 秋の上部成層圏におけるプラネタリー波活動に違いをもたらす主因は、対流圏強制の強さか、それとも、プラネタリー波の伝播特性を決定する下部成層圏における帯状平均東西風分布か？
2. もし、対流圏強制の違いが重要なのであれば、何がその年々変動をもたらすのか？

3. 上部成層圏において、初冬のプラネタリー波活動の違いがどの様に、そしてどの程度、真冬の極夜ジェット構造の違いに寄与しているのか？

という諸点を明らかにしなければならない。第1の問題に関して、観測事実を数値実験により理解しようと試みた例は既にある。Farrara et al. (1992) は、南半球成層圏において活動的な時期、その大きさが年毎に大きく異なる初冬の東西波数1のプラネタリー波について、観測される成層圏の帯状平均東西風分布と下端(100 hPa)における強制の組合せをかえてプラネタリー波の時間発展を調べた。そして、その時間発展が帯状平均東西風構造よりもむしろ対流圏強制に強く依存することを示した。そこで、本研究ではその次の問題に焦点を当てることにする。つまり、対流圏強制の年々変動の原因を解明するため、対流圏循環について詳細に調べ、更に、それが成層圏循環とどのように関係しているのかを考察する。

南半球対流圏循環に関して Rogers and van Loon (1982) は、1日1回の海面気圧と500 hPaのジオポテンシャル高度データを用いた経験的直交関数(EOF)解析により、60°S付近を節として中緯度と高緯度の変動が逆相関となる順圧的で東西方向にほぼ一様な変動が最も卓越していることを示した。この高度場の変動に伴い、帯状平均東西風が60°S付近で強弱を繰り返す結果、30°S付近の亜熱帯ジェットに代表される単一ジェット構造と、30°S付近に加え55°S付近にも極大を持つ二重ジェット構造とが交互に現れる。Yoden et al. (1987) は、この帯状平均東西風の緯度構造の変動が固有の周期を持つ振動ではないこと、2種類のジェット構造間の移り変わりがそれぞれのジェット構造の持続期間に比べ短いこと等の理由を挙げ、この変動を同一外部条件の下での複数の循環形態(レジーム)間の遷移と捉えることができるという解釈を提示した。

この変動が特定の大気波動の変動と関連していることを Mo and White (1985) が示している。彼等は、月平均した500 hPaのジオポテンシャル高度と海面気圧を用いて南半球におけるテレコネクションについて調べ、中緯度の海陸分布と結び付いた東西波数3型の変動を発見した。そして、これが上記の平均流変動に関連して起こっていることを示唆した。Yoden et al. (1987) も、帯状平均東西風が単一ジェット構造の時には波数3の振幅が大きく、二重ジェット構造の時には波数1や2が卓越していることを示している。この波数3構造については、プロッキング現象に関連づけた議論も頻繁に行われている(例えば、Trenberth and Mo, 1985; Trenberth, 1986)。このことからわかるように、波数3構造が重なったこの変動は、はっきりとした周期はないものの、数週間の時間スケールを持った長周期変動である。

このように長周期変動に伴いプラネタリー波活動が変わることから、この変動はプラネタリー波の鉛直伝播を通じて成層圏に影響を及ぼす可能性があるかと推測される。しかし、南半球大気大循環の年々変動について対流圏成層圏力学結合の観点から議論したものは非常に少ない。例えば、中高緯度の対流圏下層における10年規模変動の特徴が下部成層圏でも見えること示した Hurrell and van Loon (1994) の例はあるが、前述の長周期変動と成層圏循環の季節進行の年々変動との関係については全くわかっていない。

この関係について理解するためには、まず、南半球対流圏循環の季節進行がどのようなになっているのか、そして、それが年毎にどのように違っているのかを知ることが必要である。この点に関して Yoden et al. (1987) は、冬季の単一ジェットと二重ジェットの両レジームの現れ方が年により大きく異なることを指摘したが、彼等の解析期間は1980～1983年の4年間と短いため、もっと期間を延長した研究が必要である。そこで、本研究の前半部分では、帯状平均東西風の季節進行の年々変動がどのようなになっているのかを把握し、それが波動活動を通じて成層圏循環とどのように結び付いているのかを明らかにすることを目的として解析を行った。

年々変動の特徴が明らかになったら、次に、そのメカニズムに踏み込む必要がある。上記の長周期変動に対して、観測的研究により、Karoly (1990) はレジームの維持に、また、Shiotani (1990) はレジーム間の遷移に渦運動量輸送が重要な役割を果たしていることを指摘した。Yu and Hartmann (1993) は簡単な大気大循環モデルを用いて渦強制の役割を調べ、渦運動量輸送がレジームの維持と遷移の両方に決定的な役割を果たしていることを示した。しかし、これらは帯状平均東西風に対する波動全体の作用を議論したものであり、特定の波動活動がどのように関わっているかについてはまだわかっていない。そこで、本研究の後半部ではこの点を明らかにするという目的に沿って、2種類のジェット構造それぞれの時に見られる準定常プラネタリー波の立体構造を詳しく調べた。

本申請論文の構成は以下のようになっている。まず、第2節で本研究で用いたデータについて述べた後、第3, 4節で結果を示す。第3節では帯状平均東西風の季節進行の年々変動とその成層圏との関係について、第4節では帯状平均東西風の2種類の緯度構造のそれぞれに関連した準定常プラネタリー波の特徴について述べる。第5節では、第3, 4節で得られた結果を考察し、第6節で全体にわたる結論を示す。

2. データ

本研究では2種類の全球客観解析データセットを用いた。前半部(第3節)の解析に用いたのは米国国家気象センター(NMC)提供のもので、18個の等圧面(1000~0.4 hPa)上におけるジオポテンシャル高度 z と温度 T が毎日1回(12GMT), 約16年分(1978年9月24日~1994年6月25日)含まれている。オリジナルデータは南北両半球のポーラステレオ投影図上の65個×65個の格子点値であるが、本研究の目的に合わせ緯度 5° 毎のフーリエ成分(帯状平均と東西波数1~12)に変換して用いた。このうち、主として12個の等圧面(1000~50hPa), 1979~1993年の15年間のジオポテンシャル高度を用いて、帯状平均場の季節進行の年々変動について調べた。なお、温度 T と水平風(u, v)に関しては、静水圧温度と地衡風をジオポテンシャル高度から見積った。

後半部(第4節)の解析に用いたのは、米国国家環境予報センター(NCEP)/国立大気研究センター(NCAR)再解析プロジェクトにより作成されたデータである(Kalnay et al., 1996 参照)。これは、最新の数値予報モデルを用いて全期間の解析がなされているので、数値モデルの改良の影響が含まれデータの質に一貫性のない上記NMCデータの欠点が補われていると考えられる^{注1}。これは17個の等圧面(1000~10hPa)における緯度経度間隔 2.5° の格子点値から成り、1日4回のデータが17年分(1979年1月1日~1995年12月31日)含まれている。解析に用いた物理量はジオポテンシャル高度 z , 温度 T , 東西風 u , 南北風 v である。上記NMCデータを用いて得られた結果と比較しやすくするため、これを1日1回(12GMT), 緯度経度間隔 5° の格子点データにして、帯状平均場の変動に関連した準定常プラネタリー波変動について詳しく調べるために用いた。

なお、後半部の予備解析として、第1のデータセット(NMC)と第2のデータセット(NCEP/NCAR)を用いて同じ解析を行い、比較してみたところ、どちらも定性的によく似た結果が得られた。従って、前半部と後半部で異なるデータセットを用いたことに関する問題はないと考えられる。

^{注1}しかし、このデータ特有の欠点もある。このプロジェクトで用いたデータのうち、1979~1992年の南半球表面気圧ボースデータは、モデルに取り込む際、その位置に誤りがあったと報告されている(<http://wesley.wvb.noaa.gov/paobs/paobs.html>)。その報告によれば、 60°S 付近においてこの影響が最も大きく、ストームトラック等の総観規模現象にはかなりエラーが含まれる。しかし、この誤りによる影響は、時間スケール、空間スケールが大きくなるにつれ、また、高度が高くなるにつれ急激に小さくなる。従って、対流圏界面付近の惑星規模長周期変動に焦点を絞っている本研究においては、このエラーの影響を無視しても問題ないと思われる。

3. 帯状平均場から見た南半球対流圏循環の年々変動^{注2}

南半球対流圏において最も卓越した変動は、東西方向にはほぼ一様な流れの場の長周期変動である(例えば, Rogers and van Loon, 1982; Kidson, 1988b)。これは、第一近似として、帯状平均場により南半球対流圏循環に関して最も卓越した変動の特徴を捉えることができることを意味する。そこで、NMC提供のデータ15年分(1979~1993年)を用いて帯状平均場の変動について考察するが、以下では、帯状平均東西風について議論することにする。また、断りのない限り上部対流圏300 hPa面についての結果を示していくが、同じ特徴が対流圏のほぼ全層で見えるので、この高度における特徴は南半球対流圏を代表するものだと考えてよい。なお、本研究では南半球冬季に着目しているため、主に4~11月について解析を行っている。

3.1 帯状平均東西風インデックス

図1は、帯状平均東西風の15年平均値とその分散の緯度時間断面図である。この高度において西風が最大となるのは、夏季には $45\sim 50^\circ\text{S}$ で風速約 30 ms^{-1} である。5月になると、亜熱帯ジェット強化に伴い西風が最大となる緯度は 30°S 付近に移り、冬の間(5~10月)そこに留まる。風速は $30\sim 35\text{ ms}^{-1}$ である。9~10月には 50°S 付近も極大になる二重ジェット構造となり、11月には 30°S 付近の亜熱帯ジェットが弱まり夏の状態に戻る。

分散が最大となるのは 60°S 付近であり、 40°S 付近も極大となっているが、これはほぼ1年

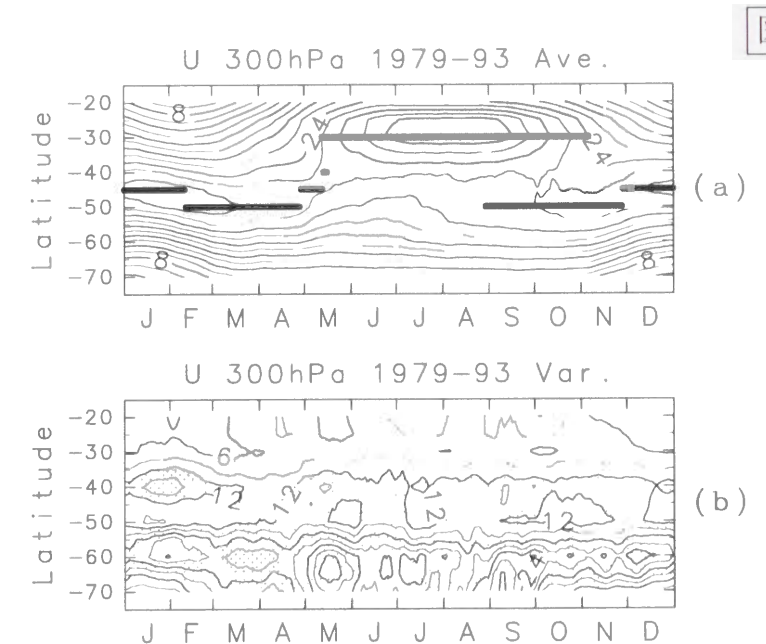


図1: 300 hPaにおける帯状平均東西風の緯度時間断面図。(a) 15年(1979~1993年)平均(等値線間隔は 2 ms^{-1}), (b) 15年にわたる分散(等値線間隔は $3\text{ m}^2\text{s}^{-2}$)。パネルaの太線は西風が極大となる緯度(ジェットの位置)を表す。パネルbの陰影部は $12\text{ m}^2\text{s}^{-2}$ 以上の値を表す。

^{注2}この節の成果は、主として Aoki, Shiotani and Hirota (1996) に発表した内容に立脚したものであるが、主たる解析は当申請者(青木)が行ったものである。

を通して見られる (図 1b). 興味深いことに, 分散が極大となる緯度は, 一般に気候値としてのジェット的位置とは異なり, ジェットの位置ではむしろ極小となる傾向がある. 分散は年々変動の大きさを表す. 従って, 60°S と 40°S 付近で極大になるのは, 単一ジェット構造と二重ジェット構造の現れ方が年により大きく異なることを反映するものであると考えられる (Yoden et al., 1987 参照).

60°S と 40°S の帯状平均東西風は強い逆相関を示す (Kidson, 1988a) ので, この緯度帯の東西風速を用いて単一ジェット構造及び二重ジェット構造の間の変動を表す指標を定義することが出来る (Hartmann, 1995 参照). 本研究では 300 hPa における 60°S と 40°S の帯状平均東西風の差により帯状平均東西風インデックス ZI を定義し ($ZI = [u]_{60S} - [u]_{40S}$), そのアノマリ ΔZI を長周期変動の指標として用いる^{注3}. 通常, ZI は負であり, 4~11 月の 15 年平均は, $-8 \sim -3 \text{ ms}^{-1}$ である (図 2c). $\Delta ZI > 0$ は帯状平均東西風が高緯度ジェット, または二重ジェット構造であることを表し, $\Delta ZI < 0$ は低緯度ジェット, または単一ジェット構造であることを意味している.

3.2 季節進行

ZI の季節進行の年々変動の特徴を調べるため, 4~10 月の各月について月平均した 7 個の値から成る ΔZI の場に対して, 15 年の時系列の共分散行列に基づく EOF 解析を行った. 第 1 主成分は分散全体の 37% を説明し, 4 月と 5 月, 5 月と 9 月, 9 月と 10 月の間で ΔZI の符号が入れ替わる季節進行を表している. このうち, 5 月と 9 月の間はゆっくりとした変化であるのに対し, 残りの 2 つは急速な変化である (図 2c 参照). ちなみに, 第 2 主成分 (寄与率 23%) は 4 月のアノマリが冬の期間を通して持続するモードであり, 第 3 主成分 (寄与率 16%) は 2 ヶ月周期の変動である.

第 2 以下の主成分とは無関係に, ΔZI の季節進行はどの年も第 1 主成分のパターンから期待されるものとなっている. 図 2 は第 1 主成分の振幅が正の年 (図 2a) と負の年 (図 2b) の ΔZI の季節進行を示しているが, どちらも上記の特徴が良く見られることがわかる (なお, 図 2a, 2b においては, 第 1 主成分の振幅がほぼゼロである 1979 年, 1983 年, 1987 年は除外してある).

第 2 以下の主成分の振幅が大きくその特徴が目立つ年もあるので, そのような年は除外し, 第 1 主成分の振幅の符号が正と負のそれぞれのグループに対し, 典型的な年

^{注3} 本論文では, 物理量 X の帯状平均を $[X]$, 帯状平均からの偏差を $X^* = X - [X]$ と表記する. また, 季節進行に着目しているため, この節においては各日付に対する 15 年平均を時間平均と定義する. この 15 年平均からの偏差を “アノマリ” と記述する. また, ZI の “アノマリ” を ΔZI と表記する.

を 4 年ずつ選んだ (第 1 主成分の振幅の符号が正のグループは, 1981 年, 1989 年, 1991 年, 1993 年, 負のグループは, 1982 年, 1984 年, 1990 年, 1992 年). 以下では主に ΔZI の符号が入れ替わる前後の初冬 (5~6 月) と晩冬 (8~9 月) に着目し, この 2 グループ間で ΔZI に大きな差がある 5 月と 9 月に見られる特徴について示していく.

図 3 は, 5 月と 9 月の帯状平均東西風の緯度分布を上記の各年について描いたものである. 図 2 で示した季節進行から期待されるように, 第 1 主成分の振幅の符号が正の年は 5 月に高緯度ジェット, または二重ジェット構造だったものが 9 月には単一ジェット (または低緯度ジェット) 構造に変わる (図 3a). 9 月には気候値 (15 年平均) として帯状平均東西風が二重ジェット構造であるのに加え (図 1a), 1989 年と 1993 年は小さいながらも $\Delta ZI > 0$ となっているので, 二重ジェット構造のままである. しかし, 両年とも 5 月に比べ 9 月には西風が 60°S 付近で弱まり, 40°S 付近で強くなっている. 一方, 第 1 主成分の振幅の符号が負の年は全て, 5 月に単一ジェット構造, 9 月に二重ジェット構造となっている (図 3b). 各グループ 4 年ずつをコンポジットして比較すると, 両月とも, 二重ジェット構造となっている $\Delta ZI > 0$ の年の方が単一ジェット構造である $\Delta ZI < 0$ の年よりも帯状平均東西風が高緯度で強く, 中緯度で弱い (図 3c).

以上の結果より, 第 1 主成分の振幅の符号が正の年の季節進行は初冬 (5~6 月) の二重ジェット構造と晩冬 (8~9 月) の単一ジェット構造 (図 2a), 負の年は初冬の単一ジェッ

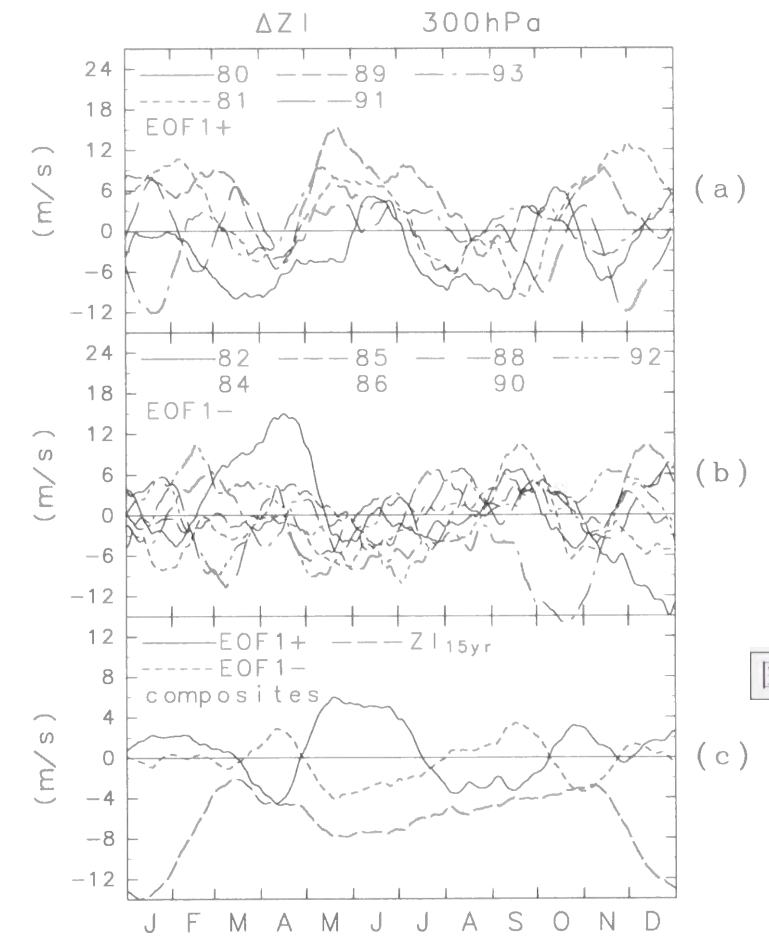


図 2: 300 hPa における帯状平均東西風インデックスのアノマリ ΔZI の季節進行. (a) 第 1 主成分の振幅が正の各年, (b) 負の各年. (c) 実線はパネル a の各年, 点線はパネル b の各年をコンポジットしたもの. 破線は ZI の 15 年平均.

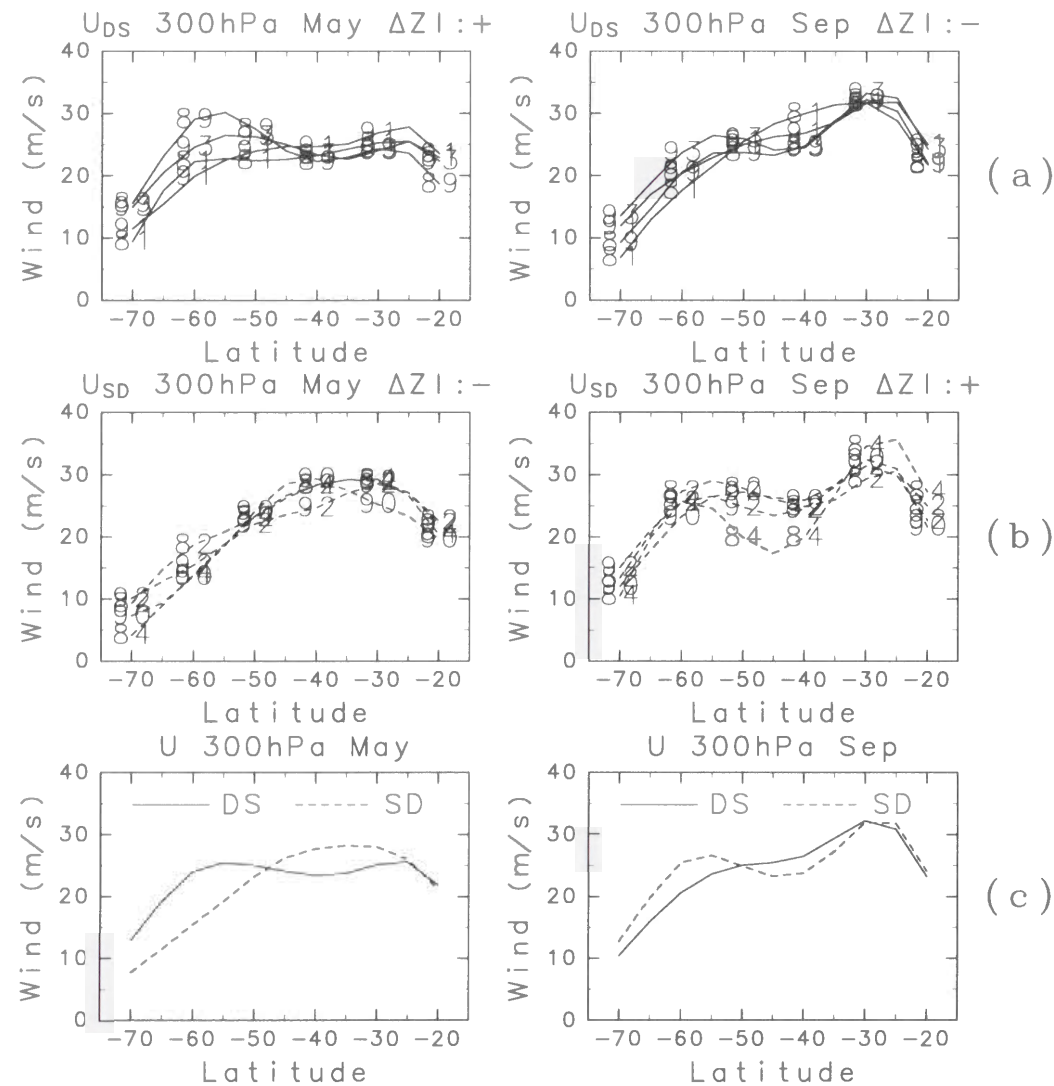


図 3：5 月 (左), 9 月 (右) の 300 hPa における帯状平均東西風の緯度分布。(a) 1981 年, 1989 年, 1991 年, 1993 年の各年, (b) 1982 年, 1984 年, 1990 年, 1992 年の各年, (c) 実線はパネル a の各年の平均, 点線はパネル b の各年の平均。

ト構造と晩冬の二重ジェット構造により特徴づけられる (図 2b)。従って, 以下ではこの符号が正の年を DS (double-single) 年, 負の年を SD (single-double) 年と呼ぶ。解析した 15 年 (1979~1993 年) の DS 年と SD 年への分類を表 1 に示しておく。参考のために表 1 には SSH による南半球成層圏循環の LLJ 年と HLJ 年への分類についても示してあるが, 成層圏と対流圏のそれぞれの 2 種類の年の現れ方が似ているのは非常に興味深い。DS 年, SD 年とも, グループ内の各年の季節進行の特徴がよく似ているので, 以下では図 3 で示した 4 年ずつを用いてコンポジット解析した結果について述べていく。

図 4 は, 5 月と 9 月の帯状平均東西風の緯度高度断面図である。下部対流圏では帯状平均東西風は常に単一ジェット構造であるが, $\Delta ZI > 0$ の時 (DS 年の 5 月と SD 年の 9

表 1：1979 年から 1993 年の 15 年の DS 年と SD 年への分類 (上段)。Shiotani et al. (1993) による 1980 年から 1989 年の 10 年の成層圏循環の LLJ 年と HLJ 年への分類 (下段)。典型的な DS 年と SD 年としてコンポジット解析に用いた年には下線を引いている。

year	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93
this study		DS	<u>DS</u>	<u>SD</u>		<u>SD</u>	SD	SD		SD	<u>DS</u>	<u>SD</u>	<u>DS</u>	<u>SD</u>	<u>DS</u>
Shiotani et al.	—	LLJ	LLJ			HLJ	HLJ	HLJ	LLJ		LLJ				

月)の方が $\Delta ZI < 0$ の時 (DS 年の 9 月と SD 年の 5 月) よりジェットが高緯度寄りにある。上部対流圏~下部成層圏では $\Delta ZI > 0$ の時には二重ジェット構造であるが, $\Delta ZI < 0$ の時には単一ジェット構造である。このジェット構造の違いにより, DS 年と SD 年の差は 50°S 付近が節となる双極子型になっている (図 4 下段)。

下部成層圏においては, 50°S より高緯度側で明らかに帯状平均東西風に強い季節性がある。9 月に下部成層圏の西風が強いのは, 極夜ジェットが晩冬に極向き下向きに移動することと関係がある (Hartmann et al., 1984; Shiotani and Hirota, 1985; Mechoso et al., 1985; Randel, 1988 参照)。SD 年 (DS 年) と SSH の HLJ 年 (LLJ 年) の出現の様子が良く似ている (表 1) ことから, 9 月に 60°S 付近の下部成層圏において SD 年の方が DS 年より西風が強いのは, HLJ 年の方が LLJ 年より極夜ジェットの移動時期が早いことと関連していると推測される。実際, 5 月には 60°S, 40°S と 300 hPa 付近で DS 年と SD 年の差が最大となるのに対し, 9 月には高緯度成層圏で最大となる (図 4 下段)。これはこの推測を裏づける証拠であると考えられ, 成層圏循環 (LLJ 年と HLJ 年) と対流圏循環 (DS 年と SD 年) の年々変動が直接結び付いていることを強く示唆するものである。

3.3 波動活動度

次に, 帯状平均東西風と波動の活動度との関係を Eliassen-Palm (EP) フラックスを用いて診断した (計算方法等に関しては付録 A 参照)。まずは, 全ての波数 (1~12) を含めた波動全体について考察する。南半球において EP フラックスは, 平均的には下部対流圏で強く上方を, 上部対流圏において中緯度では強く赤道方向を, 高緯度では弱いながら極方向を向いており, 上部対流圏で強く収束している (Hartmann et al., 1984; Mechoso et al., 1985; Yoden et al., 1987; Randel, 1992 参照)。

鉛直分布には際立った特徴が見られないので, ここでは緯度分布だけを議論する。図

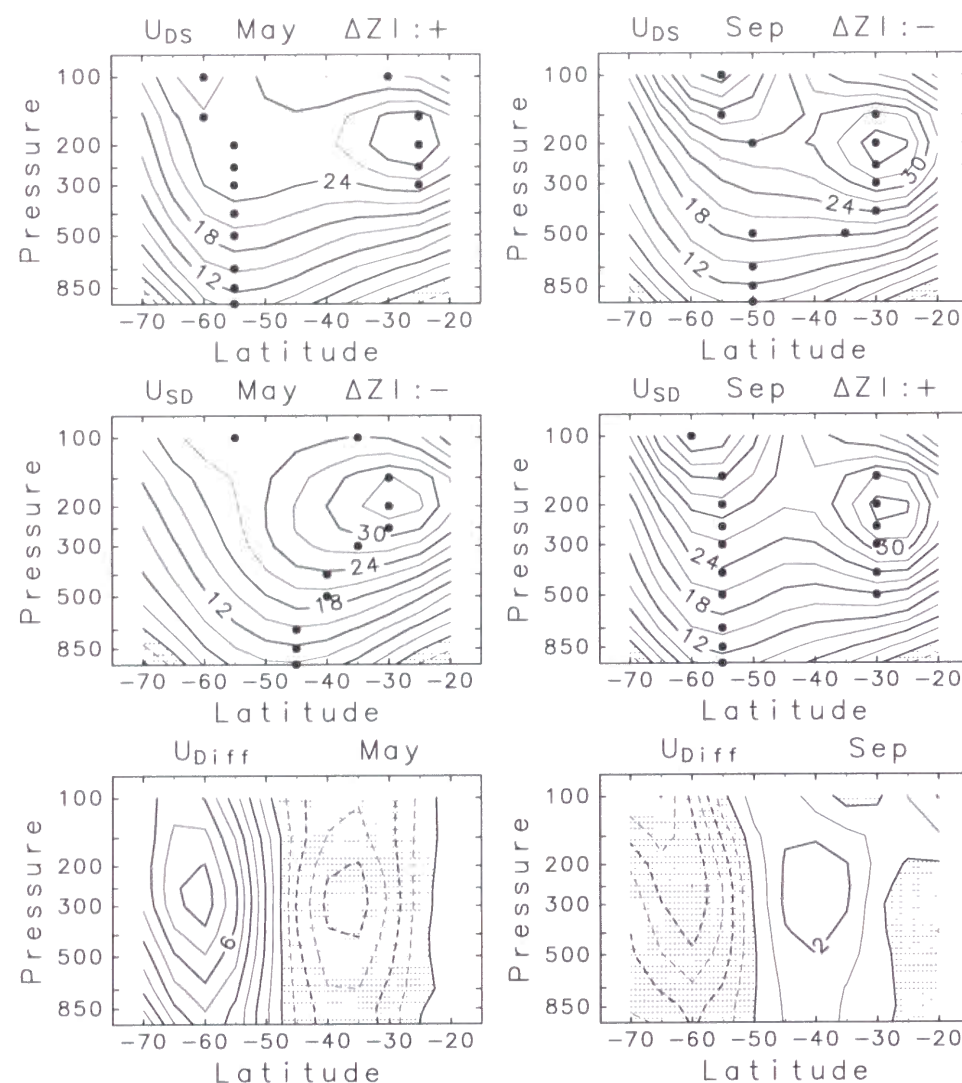


図4: 5月(左), 9月(右)におけるコンポジットした帯状平均東西風の緯度高度断面図。上段はDS年, 中段はSD年, 下段はDS年とSD年の差(DS-SD)。黒丸は西風が極大となる緯度(ジェット的位置)。等値線間隔は 3 ms^{-1} (上段と中段)と 1 ms^{-1} (下段)。陰影部は負の値を表す。

図5は, EPフラックスの水平成分 $[F_\phi]$, 鉛直成分 $[F_z]$, 及び, その発散 D_F の300, 400, 500 hPaの3高度における平均を5月と9月について示したものである^{注4}。5月には水平成分 $[F_\phi]$ にはDS年とSD年の間ではっきりとした違いがあるが, 鉛直成分 $[F_z]$ には違いはない。DS年に $[F_\phi]$ が大きいのは, SD年に比べ波動の赤道向き伝播(中緯度)が強く, 極向き伝播(高緯度)が弱いことを表している。発散 D_F (波強制に相当)は負であり, 西風を減速させる働きを持つ。その寄与は, 5月には, DS年の方がSD年より 40°S 付近で強く, 60°S 付近で弱い傾向があるが, これは主に水平発散によるものであると考

^{注4}通常, EPフラックスは $\mathbf{F} = (F_\phi, F_z)$ のような表記法を用いることが多いが, 本論文では次節で用いる定常波活動度フラックスと区別するため, $([F_\phi], [F_z])$ という表記を用いる(付録A参照)。

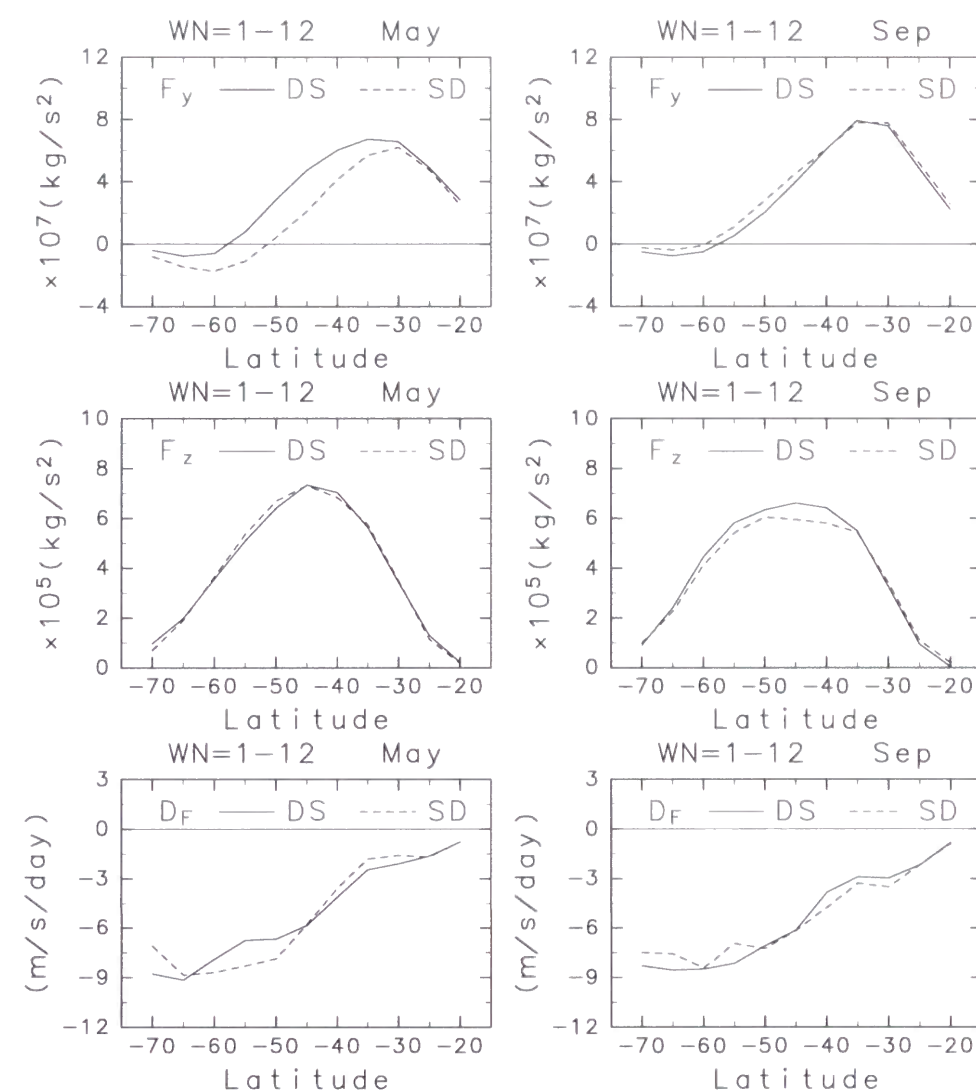


図5: 5月(左), 9月(右)における300, 400, 500 hPaの3高度で平均したEPフラックスの水平成分(上段), 鉛直成分(中段), 及び, その発散(下段)の緯度分布。実線はDS年, 点線はSD年。

えられる。9月の波強制は5月とは逆の傾向がある。つまり, 5月, 9月とも西風が弱い緯度で波強制が強く, 西風が強い緯度で波強制が弱い(図4参照)。従って, これは波動が帯状平均東西風のアノマリを維持するように寄与していることを意味する。

9月には5月に水平成分 $[F_\phi]$ に見られたような大きな差はなくなる(図5右)が, ΔZI の季節進行との良い対応関係は図6から明らかである。水平成分 $[F_\phi]$ は, $\Delta\text{ZI} > 0$ の時に大きく $\Delta\text{ZI} < 0$ の時に小さいのに加え, DS年, SD年とも ΔZI に先立って変化する傾向がある。水平成分 $[F_\phi]$ は渦運動量輸送に比例する(付録A参照)ことから, これは“単一(二重)ジェットから二重(単一)ジェットへ遷移する時に, 中(高)緯度で極(赤道)向き渦運動量輸送が大きい”というShiotani(1990)の指摘と基本的には同じことを意味するものと考えられる。

発散 D_F は、帯状平均東西風の DS 年と SD 年の差が小さな 50°S ではこれといった特徴はない。しかし、図 5 からわかるように、 $\Delta\text{ZI} > 0$ の年の方が $\Delta\text{ZI} < 0$ の年より波強制が 60°S で弱く、 40°S で強いという傾向は、冬の期間を通して見ることができる(図は省略)。従って、波動全体による強制は DS 年、SD 年の季節進行の違いをもたらすのに重要な役割を果たしていると考えられる。特に、EP フラックスの水平成分の変動は ΔZI の変動に先立って起こっていること(図 6a) から、この季節進行の年々変動のメカニズムを解明する上で鍵を握るものであると考えられる。

3.4 対流圏成層圏結合

これまで波動全体と帯状平均東西風との関係について述べてきたが、成層圏へ伝播するのは波数の小さなプラネタリー波だけである。従って、今迄議論してきた DS 年と SD 年が成層圏循環の年々変動とどのように関わっているのかを理解する上で鍵を握るのは、プラネタリー波であると考えられる。それ故、ここでは東西波数 1 のプラネタリー波と帯状平均東西風との関係について考察する。

東西波数 1 の EP ベクトルは、5 月には対流圏で上向き赤道向きである。そして、9 月には 60°S 付近で上向き成分が強まる。成層圏へは $50\sim 70^\circ\text{S}$ で伝播していることがわかる(図 7)。図 4 と図 7 を見比べるとわかるが、5 月と 9 月それぞれについて DS 年と SD 年を比較すると、対流圏での鉛直成分 $[F_z]$ は、相対的に西風が強い緯度で小さく、弱い緯度で大きい。また、上向きフラックスが大きな緯度では強く収束している。これは、東西波数 1 のプラネタリー波が帯状平均東西風のアノマリを維持するのに寄与していること

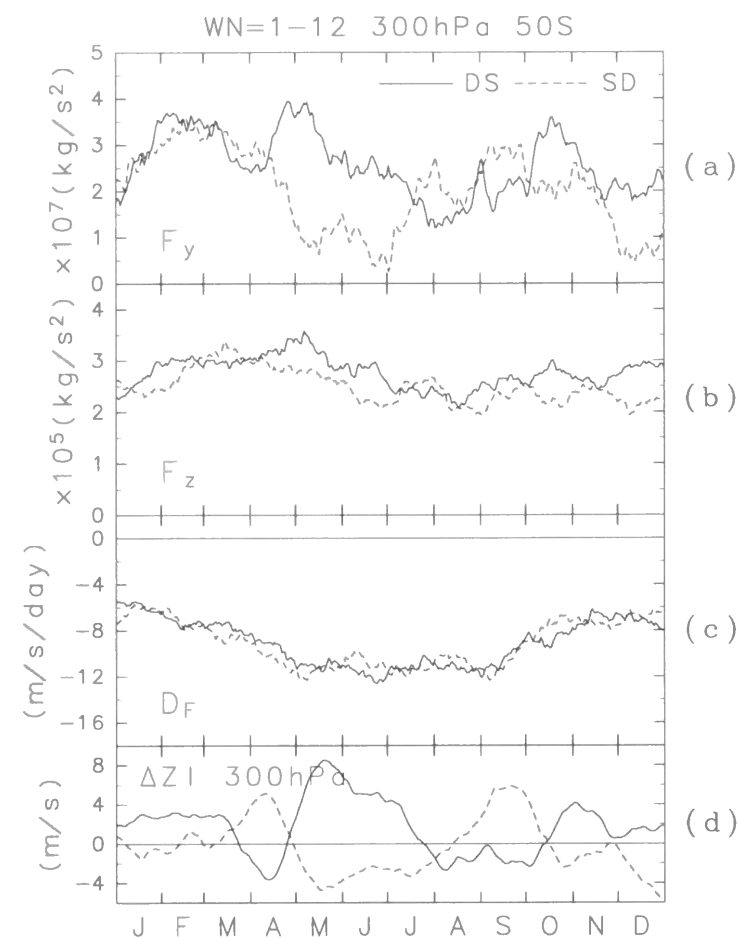


図 6: 50°S , 300 hPa における EP フラックスの (a) 水平成分, (b) 鉛直成分, (c) 発散の季節進行, (d) 帯状平均東西風インデックスのアノマリ ΔZI の季節進行。実線は DS 年, 点線は SD 年。

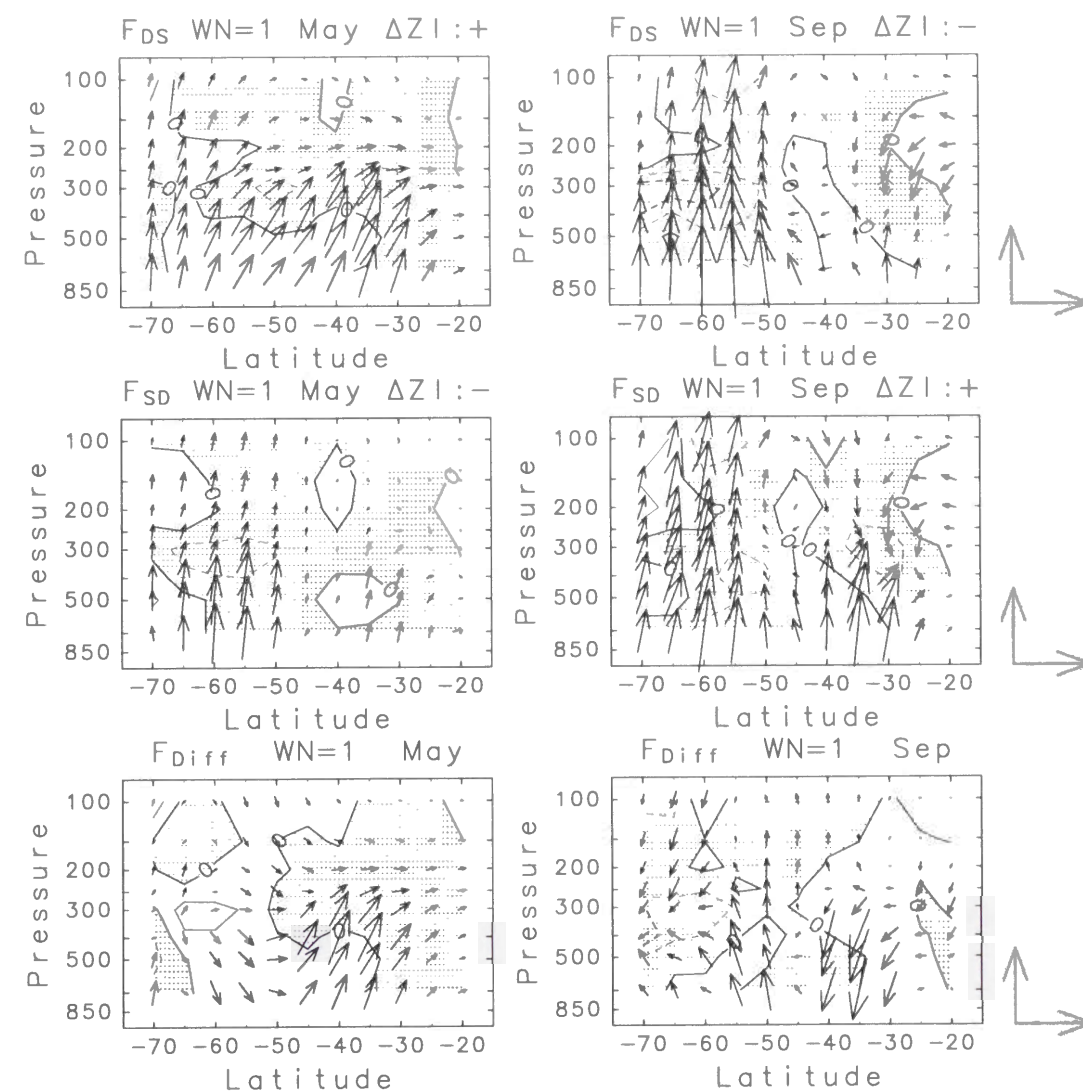


図 7: 図 4 と同じ。ただし、東西波数 1 の EP フラックス (ベクトル), 及び、その発散 (等値線)。鉛直成分には 300 を掛けてスケールしてある。ユニットベクトルの長さは、 $2 \times 10^7 \text{ kg s}^{-2}$ に相当する。等値線間隔は、 $0.5 \text{ ms}^{-1} \text{ day}^{-1}$ で、陰影部は負の値を表す。

を示唆している。しかし、発散 D_F の絶対値は小さく DS 年と SD 年の差も小さいので、帯状平均東西風の長周期変動、また、その年々変動を駆動する主因ではないと考えられる (Yu and Hartmann, 1993 参照)。

プラネタリー波の伝播特性について調べるため、東西波数 1 の定常波の屈折率を計算した(図は省略)。DS 年と SD 年の間の屈折率の差は、 60°S 付近では東西波数 1 の EP フラックスの鉛直成分の差(図 7 下段参照)と同じ符号を持つ傾向があることがわかった。屈折率は高次の量であり計算には大きな誤差を含むため、結果の解釈には注意が必要であるが、これは上記東西波数 1 のプラネタリー波の鉛直伝播の特徴が帯状平均東西風構造の影響を受けた結果であることを示唆するものである。

60°S, 下部成層圏 (100 hPa) における東西波数1のEPフラックスの鉛直成分 $[F_z]$ の季節進行を図8aに示す. 中上部成層圏の波数1のプラネタリー波振幅の季節進行同様 (例えば, Hirota et al., 1983; Randel, 1988, 1992; Shiotani et al., 1993), 初冬と晩冬の2回大きくになっている. 晩冬 (9~11月) にはDS年の方がSD年に比べフラックスの大きくなる時期が遅いため, 2者の間に大きな差がある. 逆に, 初冬にはDS年 (4月) の方がSD年 (6月) よりも増幅する時期が早い. これは, SSHのLLJ年 (HLJ年) がDS年 (SD年) と対応している (表1) ことを考え合わせると, LLJ年とHLJ年の1hPaにおける波数1のプラネタリー波振幅の季節進行の特徴とよく一致した結果である.

500 hPaでは, 鉛直成分 $[F_z]$ は4~11月の全期間を通して $\Delta ZI < 0$ の時に大きい傾向がある (図8b). 4~6月の100 hPaでの極大は, 500 hPaでの大きなフラックスと結び付いているようである. これは強い対流圏強制が下部成層圏に大振幅をもたらすことを示唆している. しかし, 7~10月には $\Delta ZI < 0$ の時に500 hPaでの上向きフラックスは大きいものの, 100 hPaでは相対的に小さい.

100 hPaと500 hPaの鉛直成分の比は, 8~11月にのみDS年とSD年の間で著しい違いが見られる (図8c). これは, 東西波数1のプラネタリー波の成層圏への伝播の特徴がこの時期だけジェット構造に強く依存し, $\Delta ZI > 0$ の年の方が $\Delta ZI < 0$ の年より効率的に伝播することを意味している. この特徴は図7でも見てとれる. プラネタリー波が最も

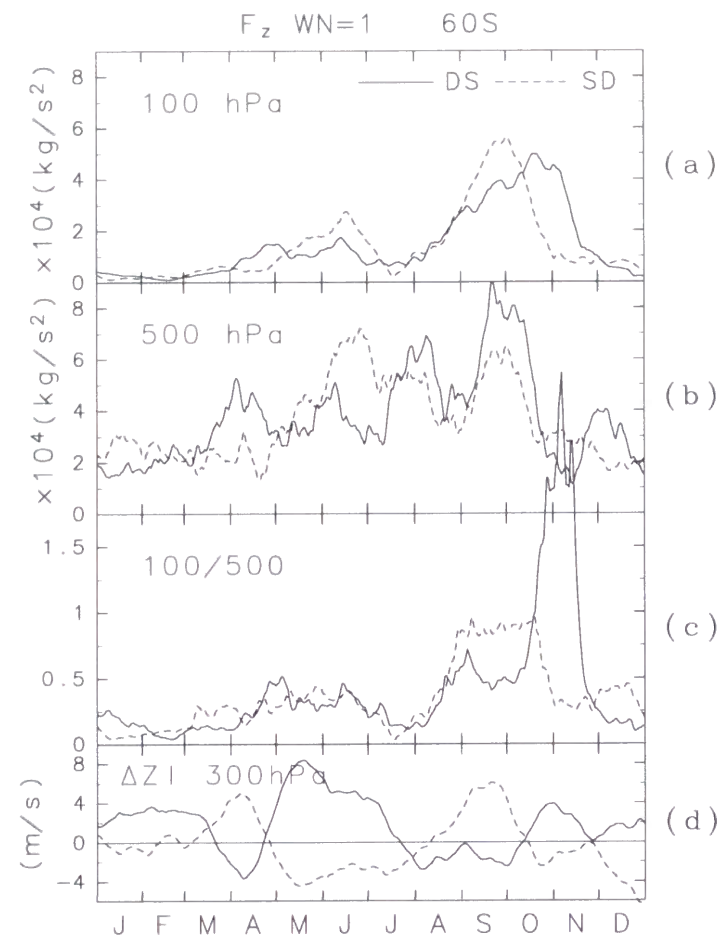


図8: 60°Sにおける東西波数1のEPフラックスの鉛直成分の季節進行. (a) 100 hPa, (b) 500 hPaのもの. (c) 100 hPaと500 hPaにおける鉛直成分の比. (d) 帯状平均東西風インデックスのアノマリ ΔZI の季節進行. 実線はDS年, 点線はSD年.

良く伝播していると考えられる60°S付近の鉛直フラックスに着目すると, 9月には対流圏ではDS年の方が大きい, 下部成層圏ではSD年の方が大きい. 一方, 5月には対流圏, 下部成層圏ともSD年の方が大きい (図7下段).

3.5 まとめ

最後に, この節で得られた結果のまとめを行う.

帯状平均東西風の季節進行の特徴は, EOF解析により初冬に二重ジェット構造, 晩冬に単一ジェット構造となるDS年とその逆の特徴を持ったSD年の2種類に分類できることがわかった. EPフラックスで診断した波動全体の活動度はジェット構造の変化と対応して, 以下のような特徴が見られる.

- 波活動度は中緯度で強く赤道向きに, 高緯度で弱く極向きに伝播するが, その強さは $\Delta ZI > 0$ の年 (DS年の初冬とSD年の晩冬) の方が $\Delta ZI < 0$ の年より中緯度で強く, 高緯度で弱い (図5).
- EPフラックスの水平成分の変動は ΔZI の変動に先立って起こっている (図6).
- 波強制は, $\Delta ZI > 0$ の年には $\Delta ZI < 0$ の年に比べ帯状平均東西風が強い (弱い) 60°S (40°S) 付近で弱く (強く), 帯状平均東西風のアノマリを維持するように作用している (図5).

対流圏での東西波数1のプラネタリー波の活動度とその下部成層圏への伝播は, 以下のような特徴を持っている.

- EPフラックスの鉛直成分は, $\Delta ZI > 0$ の年には $\Delta ZI < 0$ の年に比べ60°S付近で小さく, 30~40°Sで大きい. 帯状平均東西風の場合とよく似た双極子型の差のパターンが, 300 hPa付近のEPフラックスの発散の場合にも見られる (図7).
- 60°Sでの100 hPaと500 hPaにおけるEPフラックスの鉛直成分の比は, 8~11月には $\Delta ZI > 0$ の年の方が $\Delta ZI < 0$ の年より大きい, 4~7月にはほとんど差はない (図8).

DS年 (SD年) の出現の様子は, 上部成層圏におけるSSHのLLJ年 (HLJ年) の出現の様子と似ている. これは, 南半球成層圏循環の年々変動が対流圏強制の変動の影響を受けているというSSHの示唆を立証するものである. 帯状平均東西風は, 冬の構造になる前の4月にDS年とSD年へとその特徴が別れる (図2). 波動の活動度も4月に違いが

現れるが、これは、対流圏だけでなく下部成層圏についても同じことが言える (図 6, 8). 従って、初冬の対流圏強制 (惑星規模と総観規模波動の両者とも) と対流圏帯状平均東西風構造が、この年々変動の鍵を握るものであると考えられる。

4. 準定常プラネタリー波活動と帯状平均東西風構造との関係^{注5}

前節では、南半球対流圏における帯状平均東西風の季節進行の年々変動の特徴を明らかにした。更に、EP フラックスにより診断した東西波数 1 のプラネタリー波の成層圏への上方伝播もこの年々変動に密接に関連しながら変動していることを示した。しかし、特定のプラネタリー波活動がどのようにジェット構造と結び付いているのかはまだ十分な説明がなされていない。帯状平均場だけでこの点について詳しい議論をすることはできないが、これが明らかにされれば、対流圏と成層圏の力学結合に関する理解が深まると期待される。そこで、この節では 2 種類のジェット構造のそれぞれが現れた時に見られる準定常プラネタリー波の立体構造について調べ、地理的特徴と結び付けた議論を行う。

前節で明らかにしたように、東西波数 1 のプラネタリー波の成層圏への伝播の特徴は、初冬と晩冬との間で異なっている。更に、成層圏における東西波数 1 のプラネタリー波の振幅が初冬と晩冬に大きくなり、真冬には極小になることはよく知られている (例えば, Hirota et al., 1983; Shiotani and Hirota, 1985; Randel, 1988, 1992). そこで、本節では、解析期間を初冬 (4 月と 5 月), 真冬 (6 月と 7 月), 晩冬 (8 月と 9 月) に分け、17 年間 (1979~1995 年) の NCEP/NCAR 再解析データにより、それぞれ 34 個の月平均場について準定常プラネタリー波の性質を調べた。

この節で示す準定常プラネタリー波と東西風の地理的特徴は、およそ亜熱帯~中緯度の海陸分布と対応づけることができ、

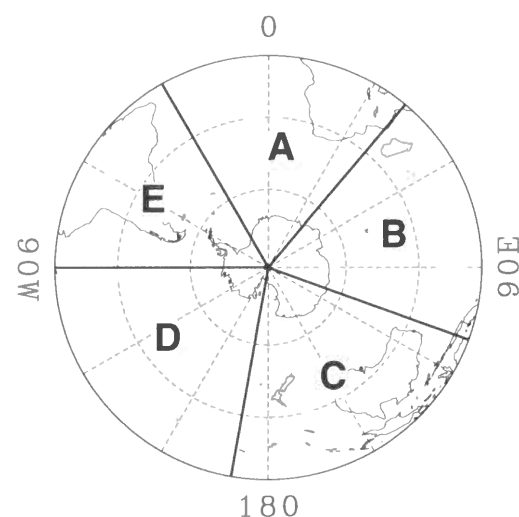


図 9: 南半球の 5 つの地理分布 (A, B, C, D, E 地域) への分割。およその目安として、それぞれ大西洋~アフリカ、インド洋、オーストラリア~ニュージーランド、太平洋、南アメリカ地域に対応する。

^{注5} この節の成果は、主として Aoki and Hirota (1997) の内容に立脚したものであるが、主たる解析は当申請者 (青木) が行ったものである。

その主要な特徴は 5 地域 (大西洋~アフリカ, インド洋, オーストラリア~ニュージーランド, 太平洋, 南アメリカ) に分けて議論するのが適当であると考えられる。そこで、以下ではこの分割方法に基づいて解析結果を示していくが、簡単のため、これらをそれぞれ A, B, C, D, E 地域と呼ぶことにする (図 9).

図 9

4.1 波動構造

まず、準定常プラネタリー波の水平構造に着目する。水平構造の変動の特徴を把握するため、初冬、真冬、晩冬それぞれの時期について、34 個のジオポテンシャル高度場の波動成分 z^* の共分散行列に基づく EOF 解析を行った。なお、EOF は 5~85°S の緯度経度間隔 5° の格子点を用い、それぞれの格子点に対して各月の 17 年平均を引き、面積の重みをかけてから計算を行っている。

今問題にしているのは ZI の変動に関連した変動であるため、ZI の時系列との相関係数が最も大きな主成分を選ぶことにする。相関係数が最も大きいのは、初冬は第 1 (寄与率 18.2%), 真冬は第 2 (寄与率 15.1%), 晩冬は第 3 (寄与率 14.9%) の各主成分であった。それぞれの ZI との相関係数^{注6}は 0.40, 0.50, 0.50 であり、初冬の第 1 主成分は 5% の危険率 (約 0.34 以上) で、真冬の第 2 主成分と晩冬の第 3 主成分は 1% の危険率 (約 0.44 以上) で ZI と統計的に有意な相関を持っている。ちなみに、真冬と晩冬の第 1 主成分の寄与率はそれぞれ 21.5% と 17.9% であり、寄与率が極端に大きいわけではないので、振幅の大きな月に注目すれば、初冬の第 1 主成分同様に第 2 (真冬) と第 3 (晩冬) 各主成分についてもそれぞれの EOF の特徴を捉えることが出来ると期待される。それ故、これらに着目することに関する問題はないと考えられる。

EOF の振幅が正と負のそれぞれについて 40~50°S の間で平均した z^* の経度分布を図 10 に示す。正負どちらの場合も振幅が大きな 9 例を選んでいる (表 2)。明らかに、どの時期も非常によく似た特徴を持っていることがわかる。すなわち、南半球対流圏においては東西波数 1 が最も卓越しているにも拘らず、この緯度帯では、東西波数 3 の寄与が大きい (Trenberth, 1980)。そして、この波数 3 の振幅は、EOF の振幅が負の時には正の時に比べ大きい傾向がある (Mo and White, 1985; Yoden et al., 1987)。もう一つ注目すべきこととして、東半球では EOF の振幅が正負どちらの時もあまり位相に違いが見られないにも拘らず、西半球では正の時と負の時の間ではほぼ逆位相となっていることが挙げられる。

図 10

表 2

^{注6} 符号は、それぞれの EOF の振幅が ΔZI と正の相関を持つように決めた。

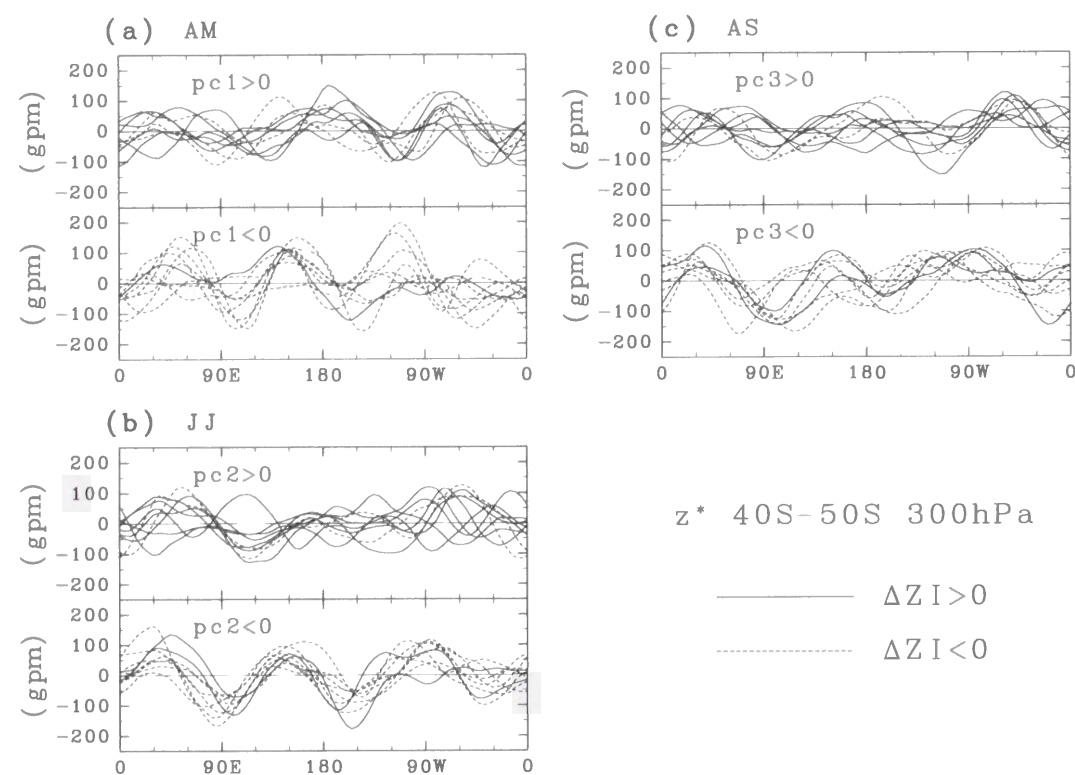


図 10: 300 hPa における 40~50°S の間で平均した z^* の経度分布. (a) 初冬, (b) 真冬, (c) 晩冬. それぞれの EOF の振幅の符号が正 (上段), 負 (下段) の場合について振幅が大きい 9 例ずつ (表 2) を示している. 実線は $\Delta ZI > 0$, 点線は $\Delta ZI < 0$ の月を表す.

図 10 においては, $\Delta ZI > 0$ の時は実線, $\Delta ZI < 0$ の時は点線で描いてあるが, ΔZI と EOF の振幅が正相関であることから期待されるとおり, EOF の振幅が正 (負) の年には, $\Delta ZI > 0$ ($\Delta ZI < 0$) の年が多いことがわかる^{注7}. 比較のため, $\Delta ZI > 0$ と $\Delta ZI < 0$ それぞれのグループに対し, ΔZI の絶対値の大きな 9 例ずつを選び, 図 10 と同様な図を描いてみた (図は省略). 図 10 に比べ, グループ内での山谷の位置の年々変動 (月ごとのばらつき) が大きく, 特に初冬にその傾向が著しい. しかし, $\Delta ZI > 0$ のグループは EOF の振幅が正のグループ (図 10a, b, c 上段) に, $\Delta ZI < 0$ のグループは EOF の振幅が負のグループ (図 10a, b, c 下段) にその主要な特徴が似ている. 従って, EOF の振幅が正 (負) の時の準定常プラネタリー波の構造は, $\Delta ZI > 0$ ($\Delta ZI < 0$) の時に典型的に見られるものであると考えられる. そこで, 以下では表 2 の月を用いてコンポジット解析をし, EOF の振幅が正の時と負の時の準定常プラネタリー波の特徴を比較するが, それぞれのグループの名前として “ $\Delta ZI > 0$ ”, “ $\Delta ZI < 0$ ” という記述を用いる.

図 11

図 11 は z^* の水平構造を表している. 準定常プラネタリー波の水平構造には大きな季

^{注7} この節では時間平均は各日付の 17 年平均により定義し, “アノマリ” はその 17 年平均からの偏差をさす. また, ZI の “アノマリ” を ΔZI と表記する.

表 2: コンポジット解析に用いた, 初冬 (左), 真冬 (中), 晩冬 (右) における EOF の振幅が正の月 (上段) と負の月 (下段). それぞれ振幅が大きい 9 例ずつを選んでいる.

AM pc1 > 0		JJ pc2 > 0		AS pc3 > 0	
1979 年 4 月	1981 年 4 月	1981 年 6 月	1986 年 6 月	1987 年 8 月	1989 年 8 月
1982 年 4 月	1983 年 4 月	1990 年 6 月	1979 年 7 月	1994 年 8 月	1982 年 9 月
1995 年 4 月	1982 年 5 月	1981 年 7 月	1983 年 7 月	1984 年 9 月	1985 年 9 月
1988 年 5 月	1989 年 5 月	1986 年 7 月	1989 年 7 月	1990 年 9 月	1991 年 9 月
1995 年 5 月		1990 年 7 月		1992 年 9 月	
AM pc1 < 0		JJ pc2 < 0		AS pc3 < 0	
1980 年 4 月	1989 年 4 月	1984 年 6 月	1987 年 6 月	1981 年 8 月	1986 年 8 月
1990 年 4 月	1993 年 4 月	1991 年 6 月	1980 年 7 月	1988 年 8 月	1995 年 8 月
1984 年 5 月	1986 年 5 月	1982 年 7 月	1987 年 7 月	1980 年 9 月	1981 年 9 月
1991 年 5 月	1992 年 5 月	1991 年 7 月	1992 年 7 月	1987 年 9 月	1993 年 9 月
1994 年 5 月		1994 年 7 月		1994 年 9 月	

節性はなく, どの時期も Quintanar and Mechoso (1995a) が 6 月や 10 月について示した平均的描像とよく似た 60°S と 30°S 付近に振幅の極大を持つ東西波数 1 構造が最も卓越している. グループ間の比較をすると, B 地域での谷が $\Delta ZI < 0$ の時の方が深く, そして, より低緯度まで張り出す傾向がある. 更に, D~E 地域では, 中緯度で東西波数 3 が卓越しているのに関連して 60°S 付近の山が 2 つに割れたような構造をしており, $\Delta ZI > 0$ の時と $\Delta ZI < 0$ の時の間で波が逆位相の関係にある.

この 2 グループ間の差 (図 11 下段) を見ると, どの時期もよく似た東西波数 3 構造をしている (図には示していないが, これらは全てそれぞれの時期の EOF パターンに非常によく似ている). このことから, 今着目している長周期変動に付随しているのは, 主に, 東半球における振幅, 西半球における位相の変動が重なった東西波数 3 型の変動であることがわかる. ただし, 初冬の差のパターン (図 11a 下段) を詳しく見ると, D~E 地域での振幅が強く, Kidson (1988b) が示した (南北) 波列パターンによく似ている (彼の図 4b) のはたいへん興味深い.

準定常プラネタリー波は対流圏では等価順圧構造を持ち, 上記の特徴が対流圏全体で見られる. 東西波数 3 は成層圏へ伝播することが出来ず, その結果, 成層圏では東西波数

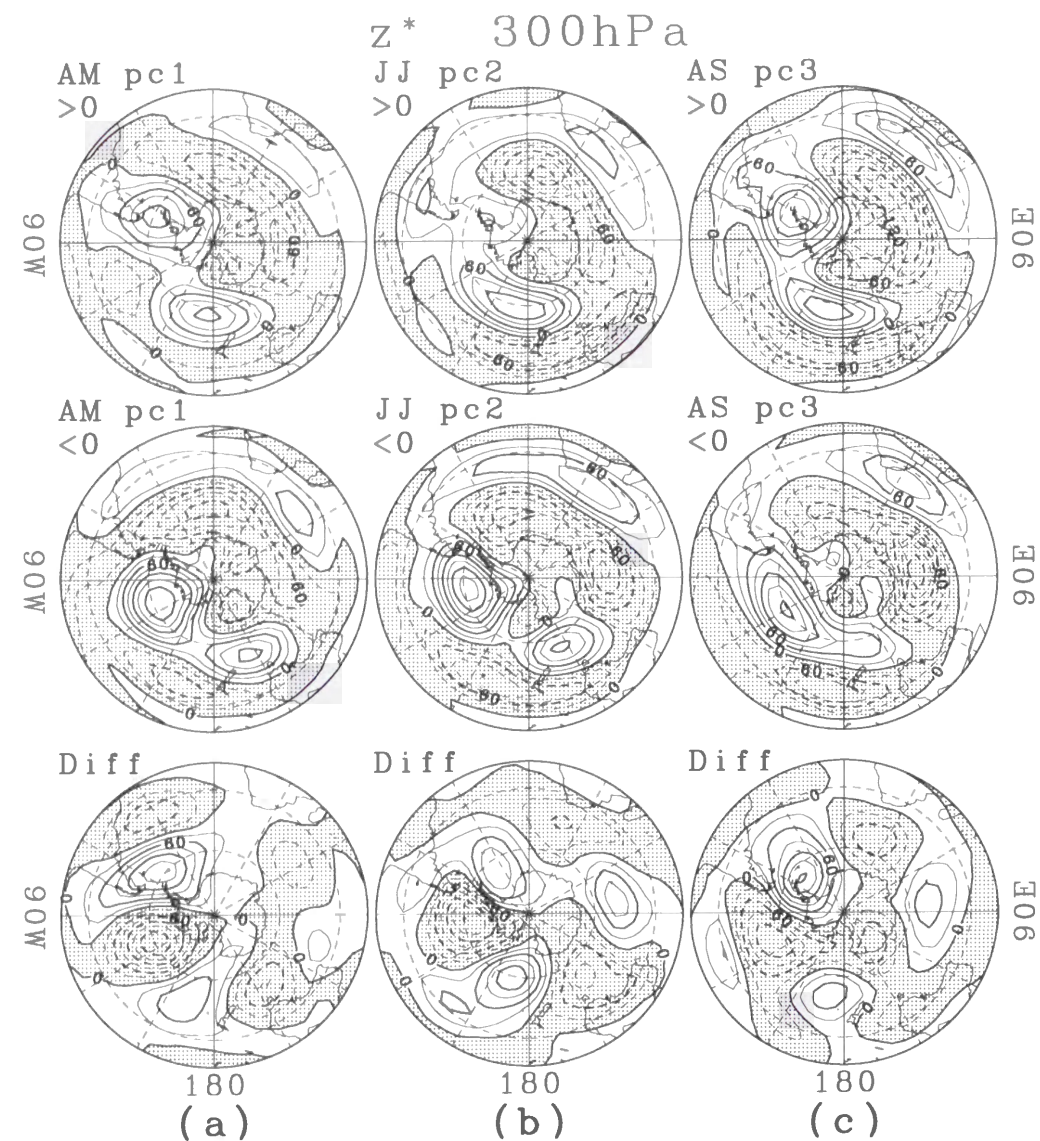


図 11: (a) 初冬, (b) 真冬, (c) 晩冬の EOF の振幅が正 (上段), 負 (中段) の場合についてコンポジットした 300 hPa における z^* , 及び, 2 者の間の差 (下段). ランベルト正積方位図法で 15°S 以南について示してある. 等値線間隔は 30 gpm であり, 陰影部は負の値を表す.

1 構造をしている (ただし, 下部成層圏では東西波数 3 の痕跡が残っている). 成層圏では z^* の位相は高度とともに西に傾き, 振幅も大きくなる. また, 温度波 T^* は, 対流圏では z^* とほぼ同位相であるが, 対流圏界面で位相のジャンプが起こり, 成層圏では z^* とほぼ $1/4$ 波長位相がずれている (図は省略). 準定常プラネタリー波の傾圧性が初冬と真冬に比較的弱く晩冬に最も強くなるのに関連して, 成層圏での振幅は対流圏の構造に関係なく晩冬に最大になる. $\Delta\text{ZI} > 0$ の時と $\Delta\text{ZI} < 0$ の時を比べると, 初冬と真冬には成層圏での振幅に大きな差は見られないが, 晩冬には $\Delta\text{ZI} > 0$ の時の方が明らかに大きい. これは晩冬には 2 者の間で東西波数 1 のプラネタリー波の成層圏への伝播に違いがあるこ

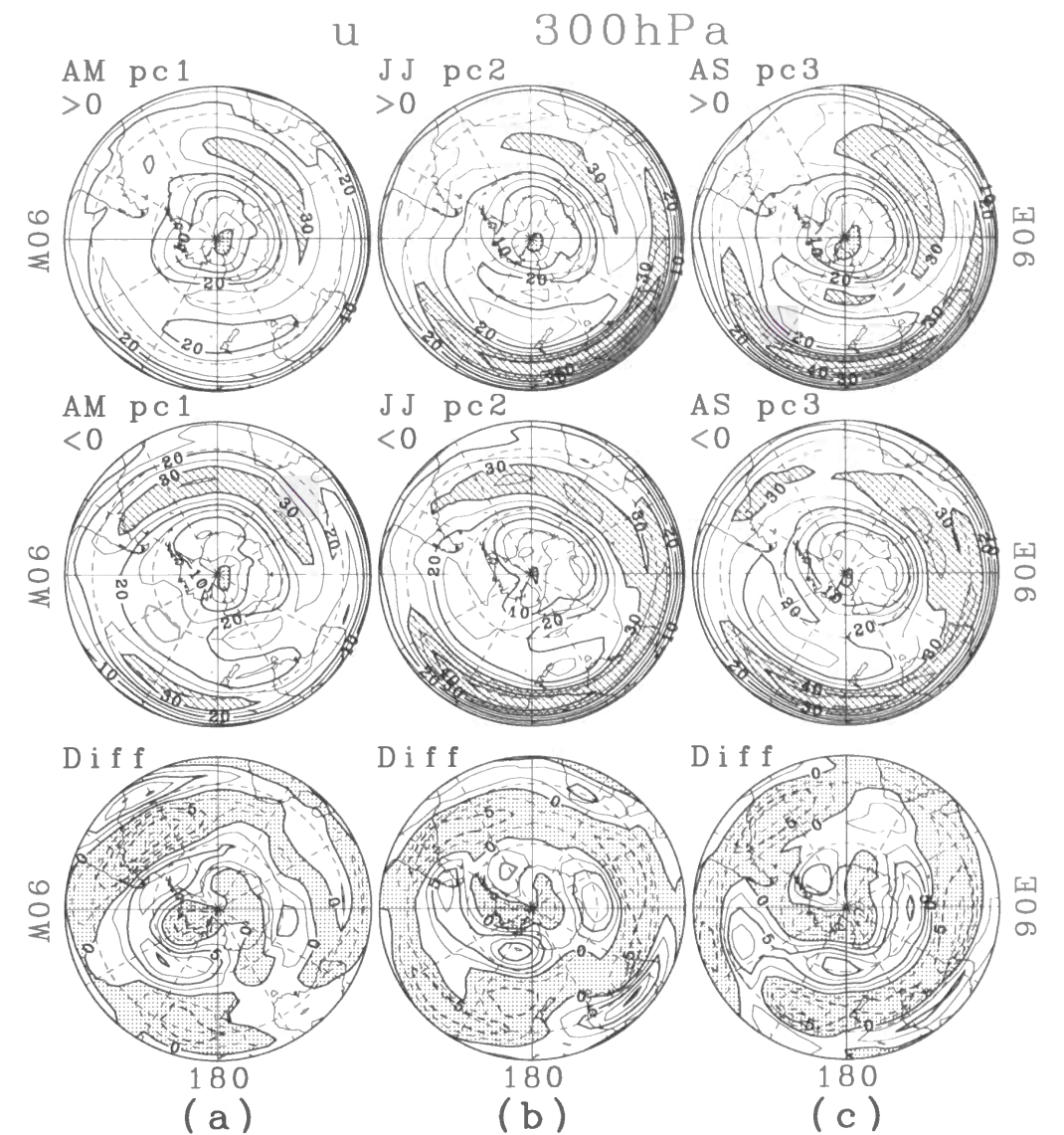


図 12: 図 11 と同じ. ただし, 東西風. 等値線間隔は 5 ms^{-1} (上段と中段), 及び, 2.5 ms^{-1} (下段). 上段と中段の網かけ部は 30 ms^{-1} 以上の値, 下段の陰影部は負の値を表す.

と関連していると思われる (図 7, 8). 谷の位置は, どの時期も $\Delta\text{ZI} > 0$ の時の方が東にあるが, その違いは対流圏まで遡ることが出来る (図は省略).

参考のために, 図 12 に 300 hPa における東西風の水平構造を示す. B~D 地域の 25°S 付近と, A (または E) 地域の 45°S 付近~C (または B) 地域の 60°S 付近の 2 箇所に 30 ms^{-1} を越える強いジェットがあるのがわかる. 両者を区別するため, ここでは前者を“亜熱帯ジェット”, 後者を“極ジェット”と呼ぶ. 極ジェットには大きな季節性は見られないが, 亜熱帯ジェットは初冬に弱く真冬と晩冬に強い. これは 30°S 付近の帯状平均東西風が強い季節性を持っているのに対応している (図 1a).

極ジェットは、 $\Delta ZI > 0$ の時には $\Delta ZI < 0$ の時に比べ E 地域で弱く、C 地域で強い。また、B 地域ではジェットが高緯度寄りにある。これは、地衡風の関係でジオポテンシャル高度場（図 11）と結び付いているが、特に、 $\Delta ZI > 0$ の時と $\Delta ZI < 0$ の時の差のパターンを見るとそのことがよくわかる。50~60°S で z^* の差が最も大きな場所（図 11 下段）の極（赤道）側で東西風の差は大きな正（負）の値となっている（図 12 下段）。そして、これらが帯状平均東西風の場合に見られた $\Delta ZI > 0$ の時の方が $\Delta ZI < 0$ の時より 60°S 付近で西風が強く 40°S 付近で弱い（図 3, 4 参照）という特徴に大きく貢献している。また、亜熱帯ジェットも準定常プラネタリー波の水平構造の違いに応じて、 $\Delta ZI > 0$ の時の方が $\Delta ZI < 0$ の時より C (D) 地域でジェットが強く（弱く）なっている。

東西風の差は初冬に D~E 地域で、晩冬に B~C 地域で大きい。初冬の D~E 地域で差が大きいのは、南北波列パターンに関連しており（図 11a 下段）、亜熱帯からの外部強制の重要性が推測される。また、第 5.2 節で議論するが、成層圏循環の年々変動が晩冬の差のパターン（図 12c 下段）に深く関わっていると考えられる。

4.2 定常波活動度フラックス

前述のプラネタリー波の立体構造の違いについての解釈を行うため、定常波活動度フラックス F_s を計算した（付録 A 参照）。これは（2次元の）EP フラックスを3次元に拡張したもので、EP フラックス同様、波動の活動度の伝播の指標となる。また、 F_s の発散・収束はそれぞれ波活動度の生成・消滅を意味している。図 13 は、コンポジットした場に対して計算した波活動度フラックス F_s を示す。水平成分 (F_λ, F_ϕ) をベクトルで、鉛直成分 F_z を等値線で描いている。時期により少しずつ特徴が異なるが、基本的には以下のような共通な特徴を持っている。

$\Delta ZI > 0$ の時には、A 地域と C 地域で極域から中緯度へ向かう強いフラックスが見られる（これは極域の東西波数 1 に関連していると考えられる）。一方、 $\Delta ZI < 0$ の時には、B 地域から C 地域、D 地域から E 地域へ向かう強いフラックスが見られる。これらは共に、亜熱帯・中緯度から 60°S 付近へ向かい、その後低緯度に向かっている（これは東西波数 3 に関連していると考えられる）。上向きフラックスは、水平フラックスが大きい場所で大きくなっている（ $\Delta ZI > 0$ の時は C 地域、 $\Delta ZI < 0$ の時は D~E 地域）。

Karoly et al. (1989) は冬（6~8 月）の 10 年平均場、Quintanar and Mechoso (1995a) は 12 年平均した月平均場（2 月、6 月、10 月）について F_s を計算している。上記の結果のうち彼等の気候値では、 $\Delta ZI > 0$ の時の A 地域、 $\Delta ZI < 0$ の時の B~C 地域の強いフ

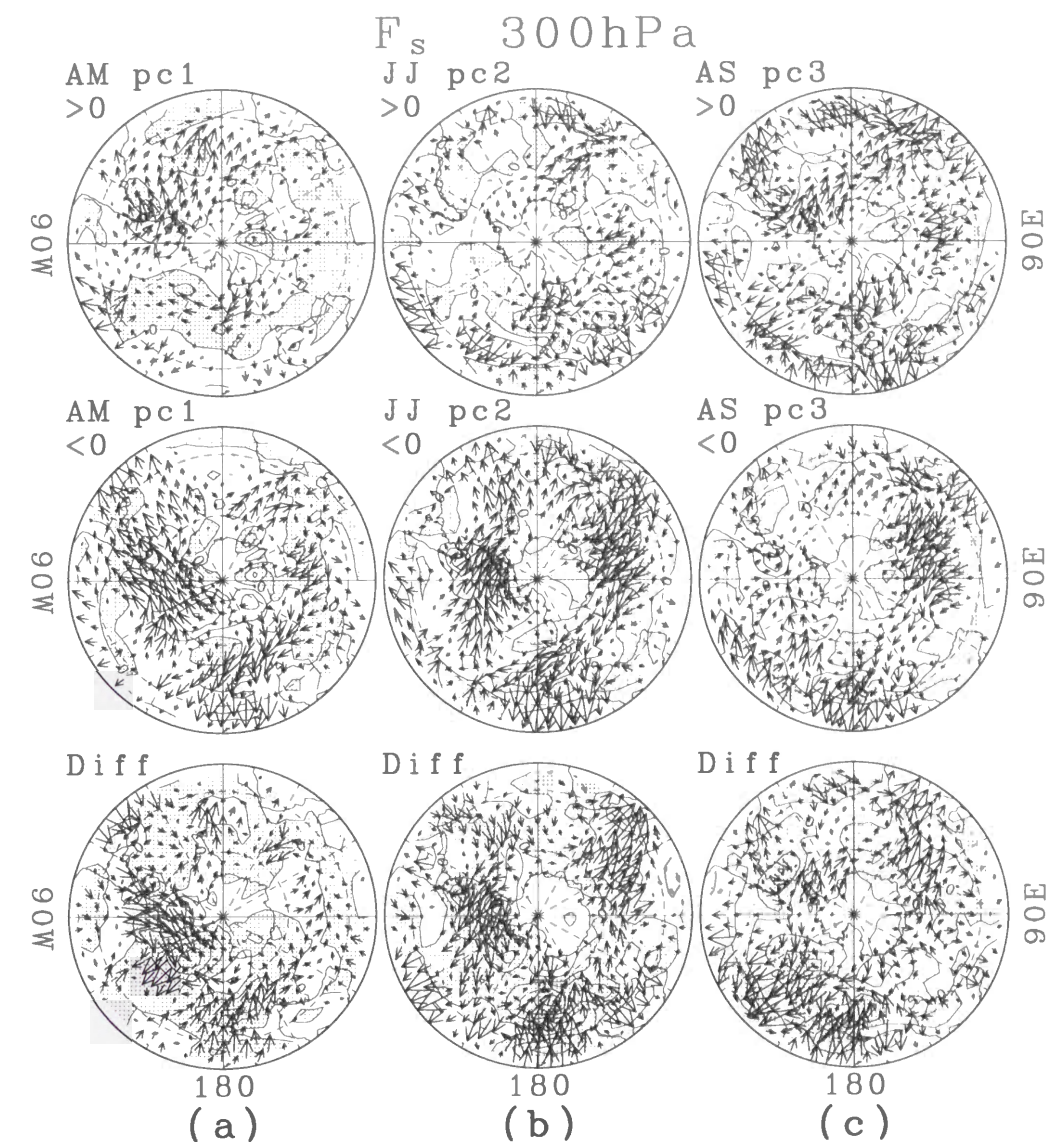


図 13: 図 11 と同じ。ただし、コンポジットした場に対する定常波活動度フラックス。水平成分はベクトル、鉛直成分は等値線で描かれている。45°S 付近における緯度 5° の長さに相当するベクトルが、約 $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ に対応する。1 $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ より小さなベクトルは省いた。等値線間隔は $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ であり、陰影部は負の値を表す。

ラックスは見る事が出来るが、 $\Delta ZI > 0$ の時の C 地域、 $\Delta ZI < 0$ の時の D~E 地域のフラックスの痕跡はない。この原因は、この地域においてプラネタリー波の位相の年々変動が大きいからだと考えられる（図 10, 11 参照）。実際、Karoly et al. (1989) は、東西波数 3, 南北波列, ENSO という南半球における代表的な 3 種類の偏差パターンについて彼等の定義した定常波活動度フラックスアノマリを計算しているが、これらは何れも太平洋域での定常波の伝播が示唆されている（彼等の図 5）。

波活動度フラックスの差（図 13 下段）はほぼ全球にわたって大きい、これは、現在

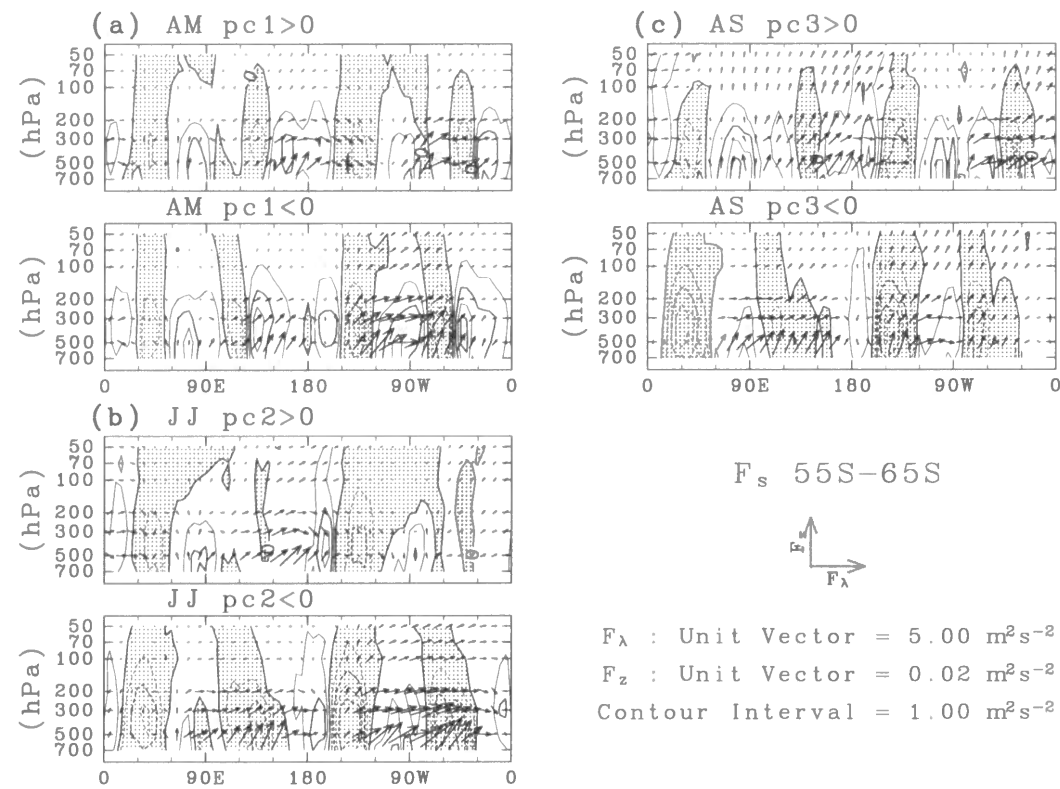


図 14: (a) 初冬, (b) 真冬, (c) 晩冬の EOF の振幅が正 (上段), 負 (下段) の場合についてコンポジットした場に対する定常波活動度フラックスの経度高度断面図 (55~65°S の平均). 東西及び, 鉛直成分がベクトルで, 南北成分が等値線で描かれている. 陰影部は負の値を表す.

注目している長周期変動が東西波数 3 型の変動と関連していることによるものだと考えられる. ところが, 興味深いことに, $\Delta ZI > 0$, $\Delta ZI < 0$ それぞれの場合について定常波活動度フラックスアノマリの計算をしてみると, Karoly et al. (1989) が示した東西波数 3 に対応するものよりむしろ南北波列に対応するものと似た C または D 地域から E 地域に向かうフラックス分布が得られる. z^* の差 (図 11 下段) から推測されるように, 特に, これは初冬に顕著である.

図 14 コンポジットした場に対して計算した波活動度フラックス \mathbf{F}_s の経度高度断面を図 14 に示す. この図は成層圏でプラネタリー波振幅が大きい 55~65°S の平均を示し, 東西成分 F_λ , 鉛直成分 F_z をベクトルで, 南北成分 F_ϕ を等値線で描いている. 対流圏で等価順圧構造を持っていることと対応して, 図 13 で見た特徴が対流圏全体で見られる. $\Delta ZI > 0$ の時には, 極域から中緯度への東西波数 1 の伝播が示唆される 0°と 180°付近 (図 13 上段参照) で大きなフラックスが見られる. $\Delta ZI < 0$ の時には, 亜熱帯・中緯度からの東西波数 3 の伝播と考えられる 60°E~180°と 60~150°W (図 13 中段参照) でフラックスが大きい.

水平構造が冬の期間を通してあまり変わらないにも拘らず, 準定常プラネタリー波の活動度の成層圏への伝播には大きな季節性が見られるのは注目に値する. 晩冬にプラネタリー波の傾圧性が強まるのに伴い, 鉛直フラックスも大きくなる. 地理的な特徴としては, (C 地域の一部と) D~E 地域ではどの時期も対流圏でフラックスが大きい時に成層圏でも大きくなっているが, B~C 地域では振舞いが少し違う. この地域では, $\Delta ZI < 0$ の時に対流圏で強いフラックスが見られるがすぐに減衰し, 成層圏では弱くなってしまう. ところが, $\Delta ZI > 0$ の時には対流圏でフラックスは弱い, 晩冬には成層圏で強いフラックスが見られる. B~C 地域のこの特徴は, 前節の波数 1 の EP フラックスの鉛直成分に見られた晩冬の特徴とよく一致するものであり, 非常に興味深い.

4.3 季節進行

これまでは季節進行とは無関係に, それぞれの時期についてプラネタリー波の水平構造が典型的な月を選んでその特徴を詳細に調べてきた. ここでは, 今まで述べてきたプラネタリー波の特徴を前節や SSH の結果と結び付けて議論するために, 各年の季節進行について調べる.

初冬, 真冬, 晩冬に共通して見られるプラネタリー波の水平構造の変動の特徴として最も顕著なのは, 東半球での振幅, 西半球での位相の変動である (図 10, 11). 東半球で $\Delta ZI < 0$ の時の方が z^* の山と谷の間の東西勾配が大きい (図 10) ということは, 南北風速が大きいことを意味している, これを表す指標として $A_E = \hat{v}^2$ を定義する. ここで, \hat{X} は, 物理量 X の 45~135°E, 40~50°S における領域平均を表す. 一方, 西半球で準定常プラネタリー波が $\Delta ZI > 0$ の時と $\Delta ZI < 0$ の時との間で逆位相であるということは, 南北風が逆向きの傾向を示すということなので, これを表す指標として $P_W = v_D - v_E$ を定義する. ただし, v_D, v_E はそれぞれ, D (120~150°W), E (60~90°W) 地域での 55~65°S の緯度帯で平均した南北風である. この定義の下では, $\Delta ZI > 0$ の時に A_E が小さく, P_W が正となり, $\Delta ZI < 0$ の時にはその逆になることが予想される.

図 15 は, A_E, P_W , 及び ZI の 4~9 月の季節進行を各年について描いたものである. なお, 月平均場に基づく前述の結果との比較をしやすくするため, A_E と P_W は, 31 日の移動平均を施した場に対して計算している. この図を全体的に眺めてみると, A_E と P_W の変動は何らかの関係があるにせよ, いつも同時に起こっている訳ではないことがわかる. しかし, A_E が大きい, または, P_W が大きな負の値の時には, 明らかに ZI は大きな負の値 (つまり $\Delta ZI < 0$) を持つ傾向がある.

図 15

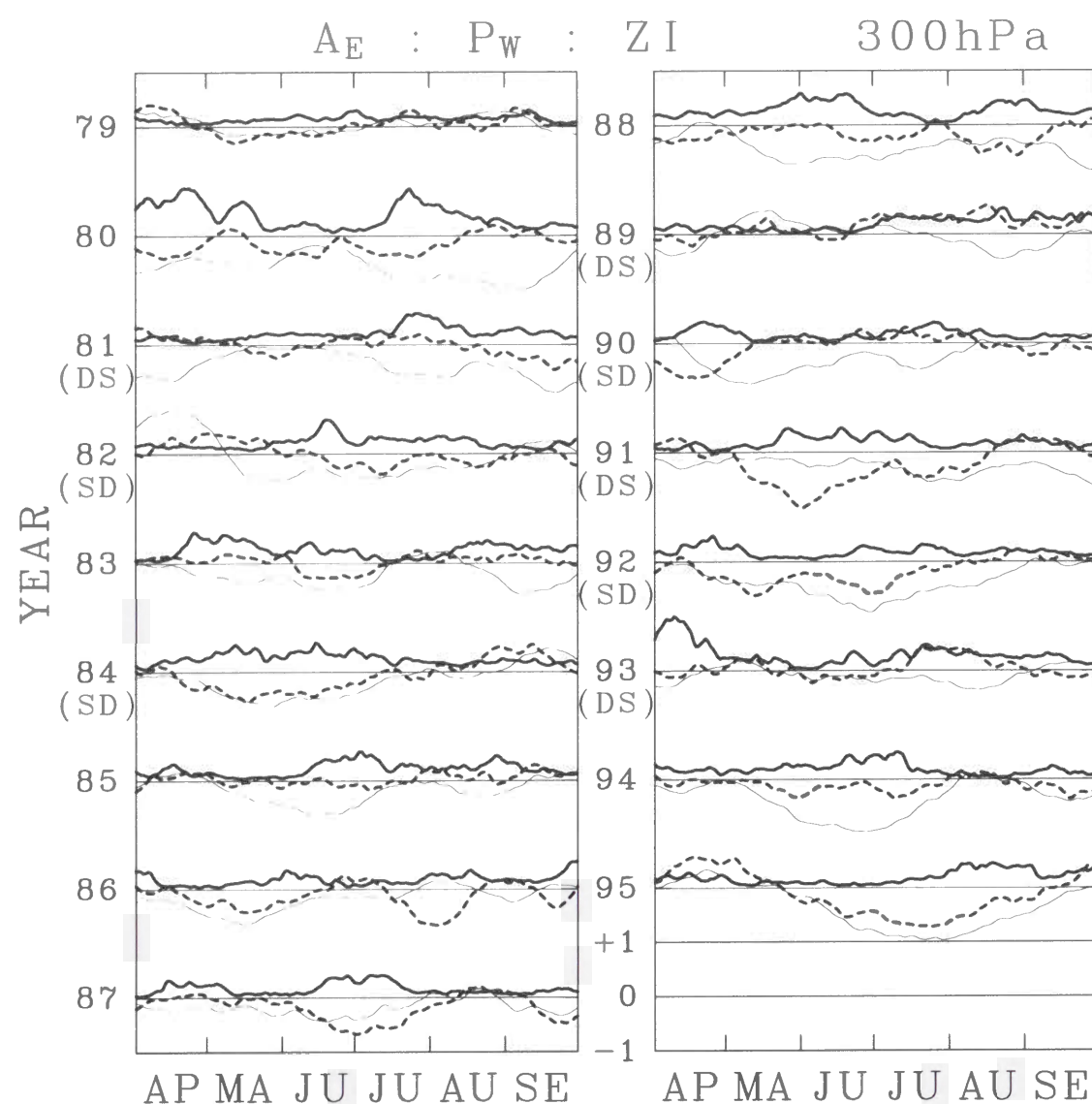


図 15: 300 hPa における ZI (細実線), 東半球の振幅変動の指標 A_E (太実線), 西半球の位相の変動の指標 P_W (点線) の季節進行 (A_E と P_W の定義については本文を参照). 図に描いてある全期間を通じての絶対値の最大値が 1 になるようにそれぞれ規格化してある. 縦軸のスケールは右下に示したとおりである. 典型的な DS 年と SD 年 (表 1) は年の下に (DS), (SD) と書かれている.

ZI を季節進行の特徴により DS 年と SD 年に分類した様に A_E や P_W の季節進行を幾つかのグループに分類するのは, これらの年々変動が非常に大きいので難しい. しかし, 典型的な DS 年と SD 年に着目すると, それぞれのグループ内では各年の特徴が定性的に似ていることがわかる. 典型的な SD 年 (1982 年, 1984 年, 1990 年, 1992 年) には, A_E , P_W とともに ZI の時系列と非常に良い対応を示している. その結果, A_E は真冬に極大になった後, 時間とともに減少し, P_W は初冬または真冬に極小になった後, 時間とともに増加する. 一方, 典型的な DS 年 (1981 年, 1989 年, 1993 年) であるが, A_E に関しては, ZI の季節進行から期待される特徴 (初冬に小さく晩冬に大きい) が見られる.

ところが, P_W は晩冬に ZI との対応関係が悪く, $\Delta ZI < 0$ であるにも拘らず正の値をとっている. これは B~C 地域の振幅変動の方が ZI の変動とより強く結び付いていることを示唆する. おそらく, これは, D~E 地域の南北波列の強さに季節性があるのに加え, 晩冬には, B~C 地域の東西風分布が帯状平均場により強く反映される (図 12c) ことと関係していると思われる (この点については第 5.2 節でもっと詳しく議論する).

4.4 まとめ

$\Delta ZI > 0$ の時と $\Delta ZI < 0$ の時に見られる準定常プラネタリー波の主な特徴は以下のようまとめられる.

- B 地域 (インド洋) では, $\Delta ZI < 0$ の時の方が $\Delta ZI > 0$ の時より谷が深く, 低緯度にまで張り出している. それに伴い, 極ジェットも低緯度寄りにある (図 11, 12).
- D~E 地域 (太平洋~南アメリカ) 付近では, $\Delta ZI > 0$ の時と $\Delta ZI < 0$ の時との間で波動が逆位相になっており, $\Delta ZI > 0$ の時の方が極ジェットは C 地域 (オーストラリア~ニュージーランド) で強く, E 地域で弱い. 亜熱帯ジェットが最も強いのは, $\Delta ZI > 0$ の時は C 地域で, $\Delta ZI < 0$ の時は D 地域である (図 11, 12).
- 波活動度フラックスは $\Delta ZI > 0$ の時に A 地域 (大西洋~アフリカ) と C 地域の極域から中緯度に向かっていて, 一方, $\Delta ZI < 0$ の時には B 地域と D 地域の亜熱帯に起源を持ち, 極方向に向かい 60°S 付近に達した後, それぞれ C, E 地域で赤道向きに伝播する (図 13).
- B~C 地域では, $\Delta ZI < 0$ の時の方が対流圏で波活動度フラックスは大きい, 対流圏界面付近で減衰してしまう. 成層圏で唯一大きなフラックスが見られるのは, 晩冬で, しかも, 対流圏での波活動度が小さな $\Delta ZI > 0$ の時だけである (図 14).
- D~E 地域では, B~C 地域のような季節性は見られず, 対流圏の大きな波活動度フラックスが成層圏の大きなフラックスをもたらす (図 14).

冬季対流圏における波動構造とジェット構造の関係は基本的には季節依存性がないので, 準定常プラネタリー波構造の変動の主な特徴 (東半球での振幅, 西半球での位相の変化) を各年について調べてみると, ZI の季節進行とよく対応した季節進行をしている (図 15). そのため, DS 年と SD 年とでは明らかにその季節進行に違いがあり, その影響が成層圏にまで及び, SSH の HLJ 年と LLJ 年の間のプラネタリー波振幅の違いとなって現れていると解釈できる.

5. 考察

5.1 対流圏成層圏結合 (帯状平均場について)

DS 年と SD 年が、それぞれ SSH の LLJ 年と HLJ 年とよく対応している (表 1) ことから、南半球対流圏循環と成層圏循環の年々変動が密接に関係していることが示された。第 3 節で行った解析を上部成層圏まで拡張することにより、この点について更に調べてみた (図は省略)。

まず、帯状平均東西風の季節進行についてであるが、初冬に対流圏で大きな差が現れる。5～6 月には SD 年の西風は、DS 年に比べ 60°S 付近で弱く 40°S 付近で強い (図 4 左)。しかし、成層圏では帯状平均東西風に差は見られない。真冬になると、2 種類のジェット構造間の遷移が起こるため、対流圏では DS 年と SD 年の間の差が小さくなる。その一方で上部成層圏では差が現れ、SD 年の西風は DS 年より 60°S 付近で強く 40°S 付近で弱くなる。この双極子型の差のパターンは、HLJ 年の方が LLJ 年より早い時期に極夜ジェットが極向き移動することと対応している。この影響は時間とともに下層に広がり、晩冬には対流圏にまで及ぶ (図 4 右)。

東西波数 1 のプラネタリー波は初冬には単一ジェット構造の時に 60°S 付近の対流圏で上向き EP フラックスが大きく、それが成層圏にまで及ぶ (図 7 左)。このため、5～6 月には単一ジェット構造の SD 年の方が 60°S 付近の対流圏で上向きフラックスが大きいに加え、上部成層圏でも活動度が大きく波強制も強い。晩冬には 60°S 付近の対流圏で上向きフラックスが小さい二重ジェット構造の時の方が成層圏へよく伝播する (図 7 右)。その結果、8～9 月にも SD 年の方が上部成層圏での活動度が大きく、波強制も強い。これは HLJ 年の方が LLJ 年より 5～9 月の 1 hPa におけるプラネタリー波の振幅が大きい (SSH の図 6～8) ことと良く対応している。

このように、DS 年と LLJ 年、SD 年と HLJ 年はそれぞれ一連の変動であると捉えることができる。これをまとめると以下ようになる。

過程 1. 初冬の対流圏における DS 年と SD 年のジェット構造の違いと対応した東西波数 1 のプラネタリー波活動の違いの影響が成層圏にまで及ぶ (4 月は DS 年、5～6 月は SD 年のプラネタリー波の活動度が大きい)。

過程 2. HLJ 年には 6～7 月頃対流圏で波活動度が大きいのと対応して成層圏でプラネタリー波振幅が大きく波強制も強い。その結果、極夜ジェットが LLJ 年より早く極向き下向きに移動し、60°S 付近の西風が相対的に強まる。

過程 3. HLJ 年と LLJ 年の極夜ジェットの移動時期の違いの影響が時間とともに下層に広がる。晩冬 (8～9 月) にはそれが対流圏まで達し、SD 年は $\Delta ZI > 0$ 、DS 年には $\Delta ZI < 0$ となる。

この過程のうち、過程 3 については、過程 2 で上部成層圏の帯状平均東西風に双極子型の差のパターンが現れた結果内部力学的に起こるものであると考えられる。実際、一旦上部成層圏に双極子型の差のパターンが現れると、それがどのような原因で作られたにせよ、その後は過程 3 の様な過程を経るということが北半球についてであるが報告されている (Kodera, 1995)。更に、下部成層圏における東西波数 1 の定常波に対する屈折率を計算してみると、60°S 付近においては晩冬に最も大きくなり、しかも、二重ジェットの時の方が大きいことが確かめられた。これらはともに過程 3 が内部力学的変動であるという推測を補強する証拠と考えられる。

5.2 対流圏成層圏結合 (地理的特徴について)

上記のような過程を経る年々変動のメカニズムを明らかにするため、本研究の結果と直結している過程 1 と過程 3 についても少し考察する。まず、過程 1 についてであるが、下部成層圏における東西波数 1 の EP フラックスの鉛直成分の大きさは、初冬には対流圏強制の強さがそのまま反映され、 $\Delta ZI < 0$ の時の方が大きい (図 8)。これを地理的特徴と見比べると、成層圏での EP フラックスの大きさに最も影響を与えるのは、D～E 地域での波活動度の強さであることがわかる (図 14)。

この地域の特徴として、 $\Delta ZI > 0$ の時と $\Delta ZI < 0$ の時の間で準定常プラネタリー波が逆位相の関係にあるという点が挙げられる (図 10, 11)。波活動度フラックスアノマリを計算した結果、C～D 地域の亜熱帯での強制により作られる南北波列パターン (Kidson, 1988b; Karoly et al., 1989 参照) がこの特徴に関与している可能性が示された。これは、亜熱帯における強い強制が東西風との相互作用を通じ成層圏循環に影響を及ぼしている可能性を示唆するものであり、興味深い結果である。

次に、過程 3 について考える。真冬から晩冬にかけての成層圏と対流圏のジェット構造がお互いにどの程度関連しているのかを確かめるために、成層圏の帯状平均東西風と対流圏東西風とのラグ相関係数を計算してみた。真冬の 60°S における成層圏の帯状平均東西風は、同時期の対流圏東西風との相関がすべての地域で小さい。しかし、晩冬の対流圏東西風とは限られた地域 (B～C 地域) ではあるが高い相関係数を持っている。しかもその相関係数は、真冬に成層圏ジェットが高緯度寄り (低緯度寄り) にある年は晩冬に B～

C 地域で二重（単一）ジェットの特徴が現れることを意味するものである。

興味深いのは、その相関係数の水平パターンが値が大きな場所も含め $\Delta ZI > 0$ の時と $\Delta ZI < 0$ の時の対流圏東西風の差のパターン（図 12c 下段）に酷似していることである。これは、晩冬の対流圏、特に B～C 地域の東西風分布が真冬の成層圏における帯状平均東西風分布に敏感であることを表している。晩冬には B～C 地域の東西風分布が帯状平均に強く反映されていると考えられることから、 ΔZI も真冬の極夜ジェットの影響を強く受けていると考えられる。従って、これは上記のシナリオを補強する結果であると解釈できる。

晩冬には対流圏で東西波数 1 の EP フラックスの鉛直成分が小さな二重ジェットの時に下部成層圏で鉛直フラックスが大きくなる（図 8）。準定常プラネタリー波活動度フラックスにこの特徴が最も顕著に見えるのは B～C 地域である（図 14）。この地域では、成層圏での波活動度フラックスが大きいのは晩冬だけであり、しかも、対流圏で波活動度の小さな二重ジェットの時だけである。つまり、晩冬の成層圏での EP フラックスは、この地域の波活動度の特徴が反映された結果であると解釈できる。対流圏における特徴には季節性がないことから、これは第 5.1 節でも述べたように内部力学的に起こっているものだと考えるのが妥当である。そして、“極夜ジェットの移動により下部成層圏の 60°S 付近の西風が強化され、それが導波管の役割を果たしプラネタリー波を成層圏へ伝播しやすくする”という解釈が成り立つ。

5.3 波動—東西風相互作用

帯状平均東西風の変動と特定のプラネタリー波活動とが結び付いているのは非常に興味深い。この 2 者の関係を理解するため、表 2 の月を再び用いて波動による帯状平均東西風に対する作用について考察する。そのために、準定常プラネタリー波、短周期擾乱、波動全体による作用のそれぞれに対応する EP フラックスの発散の計算をした。なお、準定常プラネタリー波の作用は月平均場に対して計算することにより、短周期擾乱、波動全体による作用は周期 6 日以下の成分を取り出した場、日々の場に対してそれぞれ計算したものを月平均することにより見積った。

図 16 図 17 にそれぞれ EP フラックスの水平、鉛直発散を示す。定量的な違いはあるが、定性的には季節性はほぼないといえる。この図において、 $\Delta ZI > 0$ の時と $\Delta ZI < 0$ の時とを比較し、帯状平均東西風が相対的に強い緯度で発散（収束）がより大き（小）ければ、波動はジェット構造を維持・強化するように作用していることになる。単一ジェット

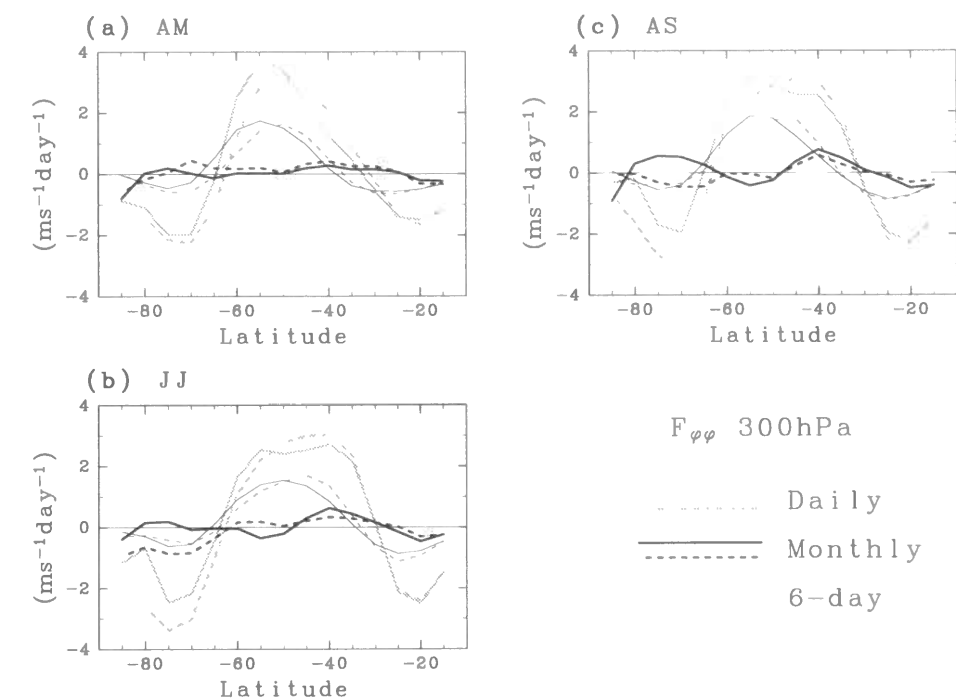


図 16: (a) 初冬, (b) 真冬, (c) 晩冬の EOF の振幅が正 (実線), 負 (点線) の時の 300 hPa における EP フラックスの水平発散の緯度分布. 黒い太線は準定常プラネタリー波, 細線は短周期擾乱, 色の薄い太線は波動全体（全ての周期の波動を含む）の寄与を表す。

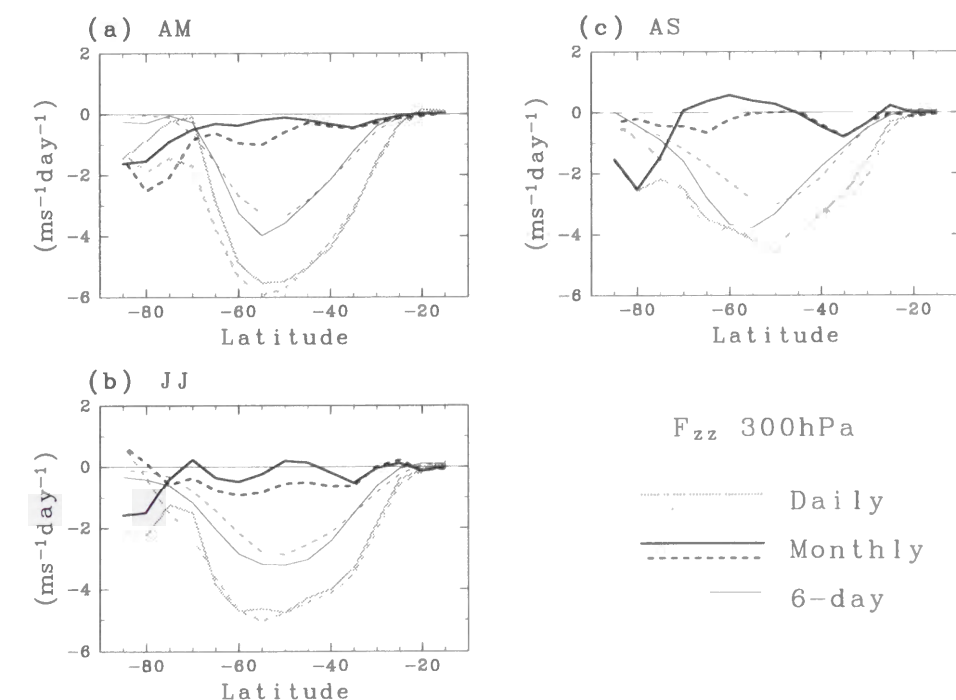


図 17: 図 16 と同じ。ただし、鉛直発散。

構造と二重ジェット構造の時の帯状平均東西風の強さは 60°S 付近と 40°S 付近で差が大きい（図 3, 4）のでこの緯度に着目する。

まず水平発散を見ると、準定常プラネタリー波による水平発散は弱く、2 者の間の差も小さい（図 16）。これは、準定常プラネタリー波による水平発散が ZI の変動と無関係であることを意味し、ジェット構造の維持に波動全体（主に短周期擾乱）による水平発散が本質的な役割を果たしていることとは対照的である。

波動全体による鉛直発散は、初冬の 60°S 付近ではジェット構造の違いを維持するように作用しているが、真冬と晩冬にはそのような作用はない（図 17）。ただし、準定常プラネタリー波と短周期擾乱を見ると、 $\Delta ZI > 0$ の時と $\Delta ZI < 0$ の時との差が、前者の場合はどの時期も 50～70°S で正、後者の場合は負となっている。つまり波動全体による鉛直発散の差が小さいのは、これらが打ち消し合っているためである。これは、準定常プラネタリー波と短周期擾乱とが何らかの形で関係しあって変動していることを意味し、注目に値する。

60°S 付近において短周期擾乱は、水平発散により帯状平均東西風のアノマリを維持・強化、鉛直発散により弱化しようとする結果、これらが互いに打ち消し合う。従って、この緯度付近では準定常プラネタリー波による強制も帯状平均東西風のアノマリの維持に貢献していると結論づけられる。しかし、これは鉛直構造に関連した鉛直発散によるものであり、水平構造に関連した水平発散によるものではない。

まだ満足のいく説明がなされていない準定常プラネタリー波の水平構造の違いについては、“東西風分布の変化が、波動の伝播特性の変化を介して波動構造に違いをもたらす”という考え方で部分的に説明できるかもしれない。この観点からの簡単な解釈が付録 B で行われている。ただし、これまで述べてきたように、東西風、準定常プラネタリー波、短周期擾乱の 3 者は、相互に関連しながら変動している。従って、これらの関係を完全に理解するためには、プラネタリー波の励起機構^{注8}も含め、今後更なる解析が必要である。

^{注8} 南半球対流圏のプラネタリー波の励起機構については、数値モデルを用いて調べた研究が幾つか存在する (James, 1988; Watterson and James, 1992; Quintanar and Mechoso, 1995b)。しかし、この著者達が対象にしたのは、強制ロスビー波の気候値としての性質であり、本研究の問題意識とは距離がある。従って、単一ジェット構造、二重ジェット構造それぞれの場合について、様々な強制により作られるプラネタリー波構造を数値実験的に調べ、その比較をすることも今後の問題として価値がある。

5.4 東西波数 3 型の変動

帯状平均東西風の変動が東西波数 3 型の変動と関連していることはわかったが、そのメカニズムは未だ明らかにされていない。図 10, 11 からわかるように、東西波数 3 型の変動は東半球での振幅、西半球での位相の変化により特徴づけられるものである。西半球での位相の変化は、第 5.2 節でも述べたように C～D 地域付近の亜熱帯での外部強制に関連した南北波列パターンの関与が期待される。東半球での振幅の変化は、東西風との相互作用で短周期擾乱（高低気圧波動等）の活動度が変わり、同時にプラネタリー波構造も変化するという内部力学的な変動であると推測される。これより、この東西波数 3 型の変動は、南北波列と東半球の変動が波数 3 の変動の上に重なったもの、またはこれらが同時に起こることによりたまたま波数 3 のように見えるものであると考えられる。

南北波列パターンを作り出す亜熱帯における強制に関しては、南太平洋収束帯 (SPCZ) における雲の変動に関連したものである可能性が指摘されている (Karoly et al., 1989 参照)。もしそうであるならば、この変動のメカニズムを説明するひとつの可能性として、“雲活動に伴う潜熱放出によりロスビー波が強制される結果、D～E 地域の中緯度における波動構造が変形される。そして、雲活動とともに波動構造が変化することにより南北波列パターンが出現する”というシナリオが考えられる。ただし、これはまだ推論の域を出ないので、これを立証するために詳しい解析を行う必要がある。

南半球冬季（4～9 月）亜熱帯域の月平均 OLR（赤外長波射出強度）の年々変動の大きさを 1979～1995 年の 17 年にわたる分散を計算することにより調べてみた。すると、初冬の太平洋域における分散が他地域、他の時期に比べ大きいことがわかった。従って、西半球における初冬のプラネタリー波の位相の年々変動が真冬や晩冬に比べ極めて大きい（波動の水平構造の似たものが選ばれているため、これは図 10 ではわからない）ことはこのシナリオが有望なものであることを示す証拠と考えることができる。また、初冬の D～E 地域での波動活動度が成層圏のプラネタリー波活動に最も反映される（第 5.2 節）ことを考えると、これが、初冬の成層圏における東西波数 1 のプラネタリー波活動の年々変動が大きいことと関連している可能性もある。それ故、このシナリオを確かめることは極めて重要な課題であると考えられる。

6. 結論

南半球大気大循環について理解を深めることを目的として、本論文の前半部（第 3 節）では南半球対流圏における帯状平均東西風の季節進行の年々変動について調べた。60°S

と 40°S の東西風速の差で定義した帯状平均東西風インデックス ZI は、南半球冬季対流圏の帯状平均東西風の典型的な緯度分布である単一ジェット構造と二重ジェット構造のよい指標となる。ZI を用いることにより、帯状平均東西風の季節進行は、初冬の二重ジェット構造が晩冬に単一ジェット構造に変化する DS 年と、初冬に単一ジェット構造、晩冬に二重ジェット構造を持つ SD 年の 2 種類に分類できることがわかった。

DS 年と SD 年の出現の様子は、SSH が示した南半球上部成層圏における極夜ジェット構造の 2 種類の年（LLJ 年と HLJ 年）の出現の様子とよく対応していた。これに加え、東西風の季節進行の特徴、プラネタリー波活動の季節進行の特徴を比べた結果、この成層圏循環の年々変動と対流圏循環の年々変動が、力学的に密接に結び付いた一連の変動であることが明らかにされた。

本論文の後半部（第 4 節）では、前半部で明らかになった年々変動のメカニズムを解明するため、単一ジェット構造、二重ジェット構造のそれぞれに関連した準定常プラネタリー波の立体構造を比較した。東西波数 3 型の準定常プラネタリー波変動が 2 種類のジェット構造間の変動に関わっている。ただし、それは東半球での振幅の変化、西半球での位相の変化により特徴づけられるものである。この 2 種類のジェット構造それぞれに関連した準定常プラネタリー波の立体構造の違いについて診断的解釈をするために、定常波活動度フラックスを計算した。その結果、単一ジェット時には亜熱帯に起源を持ち、大円を描くように 60°S 付近を通り、その後低緯度に向かって伝播する東西波数 3、二重ジェット時には極域から中緯度に伝播する東西波数 1 の波動が関わっていることが示された。

この準定常プラネタリー波の季節進行は、ZI の季節進行とほぼ対応した変動をし、典型的な DS 年と SD 年の間に特徴的な違いが見られた。これは特に、東半球の振幅の変動について良く言える。西半球の位相の変動については、DS 年の晩冬に ZI の季節進行との対応がよくないが、これは、晩冬の ZI がインド洋～オーストラリア付近の状態と強く結び付いていることによると考えられる。

全ての周期・波数の波動を含めた波動全体による強制がジェット構造の季節進行に関わっているが、特に、EP フラックスの水平発散が、2 種類のジェット構造間に違いをもたらすのに本質的であることがわかった。それは短周期擾乱による寄与が重要であり、準定常プラネタリー波による水平発散はほとんど何の役割も果たしていない。ただし、鉛直発散も含めて考えると、60°S 付近では準定常プラネタリー波の寄与も重要である。

60°S 付近の東西波数 1 の EP フラックスの鉛直成分は、対流圏においては帯状平均東

西風構造とよく対応しており、冬の期間を通して二重ジェット構造の時より単一ジェット構造の時の方が大きな値を持っている。下部成層圏においてはこの 2 者の関係に季節性が見られる。初冬には単一ジェット構造の時に対流圏だけでなく下部成層圏でも鉛直フラックスが大きい。しかし、晩冬の鉛直フラックスは、二重ジェット構造の時の方が対流圏では小さいが、下部成層圏では大きい。

この初冬と晩冬の違いは、地理的特徴として見出される。太平洋～南アメリカ域においては、成層圏における準定常プラネタリー波の活動度は、対流圏における活動度の大きさに支配されている。この特徴は、冬の期間全体を通して見る事が出来る。初冬には、これが帯状平均した量である EP フラックスに反映される。一方、晩冬には、大きな季節性のあるインド洋～オーストラリア付近の特徴が帯状平均に強く反映される。この地域では、成層圏で準定常プラネタリー波の活動度が大きくなるのは晩冬だけであり、しかもそれは、対流圏での活動度が比較的小さい二重ジェットの時である。

このように、南半球冬季大気大循環の年々変動のメカニズムを解明する手がかりが幾つか得られた。これを基に更に理解を深めるため、今後解決すべき主要な問題点を最後にまとめておく。

- 初冬に顕著に見られる南北波列パターンの起源は一体何なのか？南太平洋収束帯（SPCZ）の雲活動がその候補の 1 つと考えられるが、今のところそれを裏づける証拠はない。この問題を解決するためには、データ解析、数値実験の両面から詳しく調べる必要がある。
- 南北波列パターンと東西風変動との関係（因果関係）はどうなっているのか？また、ロスビー波伝播を通じて亜熱帯循環と中高緯度循環とがどのように関わっているのか？中高緯度の準定常プラネタリー波の水平構造の違いが帯状平均東西風構造の違いに対する応答である可能性を付録 B で指摘したが、前述の強制メカニズムを含めて統計的に調べる必要がある。
- 東西風構造と準定常プラネタリー波及び短周期擾乱の活動の間の相互関係はどのようなメカニズムによるものなのか？3 者が相互に関わり合って変動しているのは確かであるが、今回の解析では、短周期擾乱については EP フラックスの発散を計算しただけなので因果関係についてはわからない。短周期擾乱の活動の 3 次元構造も考慮した解析を行うことにより、本研究ではまだ完全には説明できていない準定常プラネタリー波の水平構造と帯状平均東西風構造との関係を含め、この 3 者間の因果関係が明らかになることが期待される。

付録 A. EP フラックスと定常波活動度フラックス

本研究においては、基本的に Shiotani and Hirota (1985) に従って、球座標系 $(\lambda, \phi, z = -H \log(p/p_s))$ における準地衡風近似を用いて EP フラックスとその発散を計算している (H はスケールハイト, p は気圧, $p_s = 1000$ hPa). ここでは、以下で述べる定常波活動度フラックスとの区別のために EP フラックスを \mathbf{F}_E と表記する. EP フラックス \mathbf{F}_E は以下のように表される:

$$\mathbf{F}_E = ([F_\phi], [F_z]) \quad (\text{A1})$$

ここで,

$$[F_\phi] = -\rho_o a \cos \phi [u^* v^*] \quad (\text{A2})$$

$$[F_z] = +\rho_o a \cos \phi \frac{2\Omega \sin \phi}{N^2} [v^* \Phi^*] \quad (\text{A3})$$

である. ただし, $\rho_o = \rho_s \exp(-z/H)$ は密度 (ρ_s は地表面密度で一定値) である. a, Ω は地球の半径と回転角速度, Φ はジオポテンシャルである. 唯一 Shiotani and Hirota (1985) と違うのは、静的安定度を

$$N^2 = \frac{R}{H} \left(\frac{\partial [T]}{\partial z} + \frac{\kappa [T]}{H} \right) \quad (\text{A4})$$

と一定値にしなかったことである. 尚, $\kappa = 2/7$, スケールハイトは一定 ($= 7000m$) とした. EP フラックスの発散 $\nabla \cdot \mathbf{F}_E$ は、以下のように書かれる:

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_E = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial ([F_\phi] \cos \phi)}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial [F_z]}{\partial z} \quad (\text{A5})$$

実際に作図する際には、EP フラックスについては $\mathbf{F}_E \cos \phi$, その発散については $D_F = (1/\rho_o a \cos \phi) \nabla \cdot \mathbf{F}_E$ としている. 計算に際し、水平微分は中心差分により求めている. また、鉛直微分は隣合う 2 層を用いた中心差分によりその 2 層の中間層の値を計算し、それを線形補間することによりオリジナルの高度での値を求めている.

一方、定常波活動度フラックス \mathbf{F}_s は、Plumb (1985) に基づいており、以下のように表される:

$$\mathbf{F}_s = (F_\lambda, F_\phi, F_z) \quad (\text{A6})$$

ここで,

$$F_\lambda = \frac{p}{p_s} \cos \phi \left(v^{*2} - \frac{1}{2\Omega a \sin 2\phi} \frac{\partial (v^* \Phi^*)}{\partial \lambda} \right) \quad (\text{A7})$$

$$F_\phi = \frac{p}{p_s} \cos \phi \left(-u^* v^* + \frac{1}{2\Omega a \sin 2\phi} \frac{\partial (u^* \Phi^*)}{\partial \lambda} \right) \quad (\text{A8})$$

$$F_z = \frac{p}{p_s} \cos \phi \frac{2\Omega \sin \phi}{S} \left(v^* T^* - \frac{1}{2\Omega a \sin 2\phi} \frac{\partial (T^* \Phi^*)}{\partial \lambda} \right) \quad (\text{A9})$$

である. S は静的安定度に相当し、以下のように定義される:

$$S = \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} + \frac{\kappa \tilde{T}}{H} \quad (\text{A10})$$

なお、チルダは $20 \sim 90^\circ\text{S}$ の全領域での平均を表す. この定義からはわかりにくいだが、 $\Phi_z = H^{-1} RT$ という関係式を用いると、定常波活動度フラックスの南北成分、鉛直成分 (F_ϕ, F_z) は帯状平均することにより、EP フラックス ($[F_\phi], [F_z]$) に対応したものになることがわかる. つまり、 \mathbf{F}_s は EP フラックスを 3 次元に拡張したものと解釈することができる (詳しくは、Plumb, 1985 参照).

付録 B. 全定在波数

図 13 で得られた結果について解釈するために、James (1988) に従い簡単な理論計算を行った. 出発点は、強制のない (メルカトル投影座標系における) 線形化された渦度方程式:

$$\frac{\partial \zeta^*}{\partial t} + [u] \frac{\partial \zeta^*}{\partial x} + \beta_M v^* = 0 \quad (\text{B1})$$

である. ここで、 ζ は相対渦度、 β_M は絶対渦度の南北勾配である. この式において $e^{i(kx+ly-\omega t)}$ に比例する解を仮定すると、分散関係式:

$$\omega = [u]k - \beta_M k / (k^2 + l^2) \quad (\text{B2})$$

が得られる. 定常波について考えることにすると $\omega = 0$ なので、南北波数 l は、東西波数 k と全定在波数 K_s により以下のように表すことができる:

$$l^2 = K_s^2 - k^2 = \beta_M / [u] - k^2 \quad (\text{B3})$$

従って、全定在波数 K_s はこの枠組における波動の屈折率に相当し、 $K_s^2 > k^2$ を満たす波動だけが南北方向に伝播することができることがわかる.

これを実際に観測される帯状平均東西風に適用してみた. その一例として、単一ジェット構造の典型である 1981 年 9 月と、二重ジェット構造の典型である 1984 年 9 月の帯状平均東西風の緯度構造と、それに対応する K_s の緯度分布を図 18 に示す^{注9}. 二重ジェット構造である 1984 年の K_s の緯度分布は、帯状平均東西風が極小となる 45°S 付近で定常プラネタリー波が南北伝播できないことを示唆する. これは、 $\Delta\text{ZI} < 0$ の時だけ亜熱帯か

^{注9} これらの月は ΔZI の絶対値が大きくジェット構造が典型的であるのに加え、ともに EOF の振幅も大きく、1981 年 9 月は $\Delta\text{ZI} < 0$, 1984 年 9 月は $\Delta\text{ZI} > 0$ のグループの典型としてコンボジット解析にも使われている (表 2).

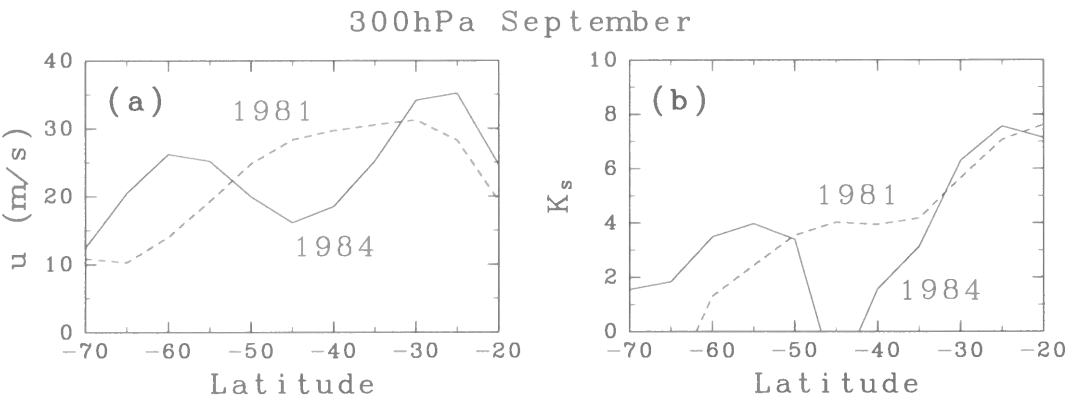


図 18：300 hPa における (a) 月平均帯状平均東西風，(b) それに対応する全定在波数 K_s の緯度分布．実線は 1984 年 9 月，点線は 1981 年 9 月．

ら高緯度に向かう強い準定常波活動度フラックスが見られることとつじつまが合う (図 13 中段)．一方，1981 年の K_s の緯度分布からは，単一ジェット構造の時に 60°S より高緯度では定常波が伝播できないことが示唆される．これは， $\Delta ZI > 0$ の時だけ極域から中緯度に向かう準定常波活動度フラックスが見られるのと同じつまが合っている (図 13 上段)．

ここでは非常に簡単に理想化された枠組を用いて考察したため，現実大気で実際に起こっていることと距離があるのは確かである．しかし，この結果は図 11 に示した準定常プラネタリー波の水平構造が東西風の分布に応答して決まっている可能性を示すものであり興味深い．

謝辞

廣田勇教授には本研究の全体にわたり，また，塩谷雅人北海道大学大学院助教授には本研究の前半部 (第 3 節) において熱心に指導して頂いたことを心から感謝致します．本研究の遂行に当たり様々な助言を頂いた余田成男助教授，佐藤薫助手をはじめ，研究室の皆様にも厚くお礼申し上げます．なお，図の作成には地球流体電脳ライブラリを用いた．

参考文献

- [1] Aoki, H. and I. Hirota, 1997: Quasi-stationary planetary waves related to zonal wind variation in the southern hemisphere troposphere during winter. *submitted to J. Meteor. Soc. Japan*.
- [2] Aoki, H., M. Shiotani and I. Hirota, 1996: Interannual variability of the tropospheric circulation and its relation to the stratosphere in the southern hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 509–523.
- [3] Farrara, J. D., M. Fisher, C. R. Mechoso and A. O'Neill, 1992: Planetary-scale disturbances in the southern stratosphere during early winter. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1757–1775.
- [4] Hartmann, D. L., 1976: The structure of the stratosphere in the southern hemisphere during late winter 1973 as observed by satellite. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1141–1154.
- [5] Hartmann, D. L., 1995: A PV view of zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2561–2576.
- [6] Hartmann, D. L., C. R. Mechoso and K. Yamazaki, 1984: Observations of wave-mean flow interaction in the southern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 351–362.
- [7] Harwood, R. S., 1975: The temperature structure of the southern hemisphere stratosphere August–October 1971. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **101**, 75–91.
- [8] Hirota, I., 1976: Seasonal variation of planetary waves in the stratosphere observed by the Nimbus 5 SCR. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **102**, 757–770.
- [9] Hirota, I., T. Hirooka and M. Shiotani, 1983: Upper stratospheric circulations in the two hemispheres observed by satellites. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 443–454.
- [10] Hurrell, J. W. and H. van Loon, 1994: A modulation of the atmospheric annual cycle in the southern hemisphere. *Tellus*, **46A**, 325–338.
- [11] James, I. N., 1988: On the forcing of planetary-scale Rossby waves by Antarctica. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 619–637.
- [12] Kalnay, E., M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J.

- Janowiak, K. C. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, A. Leetmaa, R. Reynolds, R. Jenne and D. Joseph, 1996: The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437–471.
- [13] Karoly, D. J., 1990: The role of transient eddies in low-frequency zonal variations in the southern hemisphere circulation. *Tellus*, **42A**, 41–50.
- [14] Karoly, D. J., R. A. Plumb and M. Ting, 1989: Examples of the horizontal propagation of quasi-stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2802–2811.
- [15] Kidson, J. W., 1988a: Indices of the southern hemisphere zonal wind. *J. Climate*, **1**, 183–194.
- [16] Kidson, J. W., 1988b: Interannual variations in the southern hemisphere circulation. *J. Climate*, **1**, 1177–1198.
- [17] Kodera, K., 1995: On the origin and nature of the interannual variability of the winter stratospheric circulation in the northern hemisphere. *J. Geophys. Res.*, **100**, 14077–14087.
- [18] Mechoso C. R., D. L. Hartmann and J. D. Farrara, 1985: Climatology and interannual variability of wave, mean-flow interaction in the southern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2189–2206.
- [19] Mo, K. C. and G. H. White, 1985: Teleconnections in the southern hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 22–37.
- [20] Plumb R. A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217–229.
- [21] Quintanar, A. I. and C. R. Mechoso, 1995a: Quasi-Stationary Waves in the Southern Hemisphere. Part I: Observation Data. *J. Climate*, **8**, 2659–2672.
- [22] Quintanar, A. I. and C. R. Mechoso, 1995b: Quasi-Stationary Waves in the Southern Hemisphere. Part II: Generation Mechanisms. *J. Climate*, **8**, 2673–2690.
- [23] Randel, W. J., 1988: The seasonal evolution of planetary waves in the southern hemisphere stratosphere and troposphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 1385–1409.

- [24] Randel, W. J., 1992: *Global atmospheric circulation statistics, 1000-1 mb*. NCAR Tech. Note, NCAR/TN-366+STR, 256pp.
- [25] Rogers, J. C. and H. van Loon, 1982: Spatial variability of sea level pressure and 500 mb height anomalies over the southern hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1375–1392.
- [26] Shiotani, M., 1990: Low-frequency variations of the zonal mean state of the southern hemisphere troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 461–471.
- [27] Shiotani, M. and I. Hirota, 1985: Planetary wave-mean flow interaction in the stratosphere: a comparison between northern and southern hemispheres. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 309–334.
- [28] Shiotani, M., N. Shimoda and I. Hirota, 1993: Interannual variability of the stratospheric circulation in the southern hemisphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 531–546.
- [29] Trenberth, K. E., 1980: Planetary waves at 500 mb in the southern hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1378–1389.
- [30] Trenberth, K. E., 1986: The signature of a blocking episode on the general circulation in the southern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2061–2069.
- [31] Trenberth, K. E. and K. C. Mo, 1985: Blocking in the southern hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 3–21.
- [32] Watterson I. G. and I. N. James, 1992: Baroclinic waves propagating from a high-latitude source. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **118**, 23–50.
- [33] Yoden, S., M. Shiotani and I. Hirota, 1987: Multiple planetary flow regimes in the southern hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 571–586.
- [34] Yu, J.-Y. and D. L. Hartmann, 1993: Zonal flow vacillation and eddy forcing in a simple GCM of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3244–3259.